

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Тернопільський національний технічний університет
імені Івана Пулюя

Кафедра фізики

Конспект
вибраних лекцій
з оптики, фізики твердого тіла, атомної та ядерної
фізики для студентів II курсу
спеціальностей 131 "Прикладна механіка",
133 "Галузеве машинобудування"

Тернопіль, 2017

Конспект вибраних лекцій з оптики, фізики твердого тіла, атомної та ядерної фізики для студентів II курсу спеціальностей 131 "Прикладна механіка", 133 "Галузеве машинобудування"/ О. Крамар.- Тернопіль: ФОП Паляниця, 2017.- 73 с.

Навчальний посібник з вибраними лекціями містить базовий теоретичний матеріал та рекомендації щодо організації роботи студентів по засвоєнню (в поєднанні із застосуванням дистанційного електронного навчального курсу профільної орієнтації) третьої частини трисеместрового курсу з фізики, що, зокрема, читається для студентів денної форми навчання у ТНТУ імені Івана Пулюя за навчальними планами підготовки бакалаврів за спеціальностями 131 "Прикладна механіка", 133 "Галузеве машинобудування".

Укладач – **Крамар О.І., к.ф.-м.н., доц. каф. фізики ТНТУ ім. І.Пулюя**

Рецензенти – **Скоренький Ю.Л., к.ф.-м.н., зав. каф. фізики ТНТУ ім. І. Пулюя**

Ковалюк Б.П., к.ф.-м.н., доц. каф. фізики ТНТУ ім. І.Пулюя

Комп'ютерне оформлення тексту – **Крамар О.І.**

Рекомендовано до друку кафедрою фізики ТНТУ ім. І. Пулюя, протокол № 4 від 07.12.2017 р.

Схвалено методичною комісією факультету по роботі з іноземними студентами ТНТУ ім. І. Пулюя, протокол № 4 від 21.12.2017 р.

ЗМІСТ

1 МЕТОДИЧНІ РЕКОМЕНДАЦІЇ ЩОДО РОБОТИ З ЛЕКЦІЙНИМ КУРСОМ	4
2 СТРУКТУРА НАВЧАЛЬНОЇ ДИСЦИПЛІНИ “ФІЗИКА” ЗА МОДУЛЬНОЮ СИСТЕМОЮ.....	5
3 РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА.....	9
4 ВИБРАНІ ЛЕКЦІЇ	8
4.1 Геометрична оптика	10
4.2 Інтерференція світла	19
4.3 Дифракція світла.....	26
4.4 Поляризація світла. Дисперсія світла.....	32
4.5 Квантова теорія випромінювання.....	36
4.6 Елементи квантової механіки	43
4.7 Елементи квантової фізики атомів і молекул	49
4.8 Елементи квантової фізики твердого тіла	57
4.9 Елементи фізики атомного ядра.....	65
5 МЕТОДИКА РОБОТИ З ЕЛЕКТРОННИМ КУРСОМ.....	71
6 МОДУЛЬНИЙ КОНТРОЛЬ ТА СЕМЕСТРОВИЙ КОНТРОЛЬ.....	72

1. МЕТОДИЧНІ РЕКОМЕНДАЦІЇ ЩОДО РОБОТИ З ЛЕКЦІЙНИМ КУРСОМ

Метою даного посібника з вибраними лекціями є надання допомоги та порад студентам стосовно правильної організації самостійної роботи над теоретичним матеріалом лекційного курсу в поєднанні із застосуванням дистанційного електронного навчального курсу профільної орієнтації. Графік самостійної роботи студентів складається на основі робочої навчальної програми курсу фізики та повідомляється на початку семестру. Систематична перевірка теоретичних знань здійснюється на лабораторних та практичних заняттях, під час модульних контролів, з допомогою дистанційного тестування засобами ATutor.

Загальною метою викладання курсу фізики є:

- Вивчення студентами основних фізичних явищ; оволодіння фундаментальними поняттями, законами і теоріями класичної і сучасної фізики, а також методами фізичного дослідження.
- Оволодіння студентами засобами і методами розв'язування конкретних задач з курсу фізики. Вироблення вміння застосовувати фізичні явища і закони при вирішенні інженерних задач.
- Ознайомлення студентів з сучасною науковою апаратурою, формування навиків виконання фізичного експерименту, вміння виділити конкретний фізичний зміст в прикладних задачах майбутньої спеціальності.
- Формування наукового світогляду.

Базовим (однак не єдиним!) джерелом для вивчення курсу фізики є конспект лекцій. Основним завданням конспектування є впорядкування сприйнятого навчального матеріалу, виділення основних питань та проблем. Досвід навчальної діяльності показує, що при конспектуванні студент краще розуміє навчальний матеріал. Подальше опрацювання конспекту лекцій дозволяє значно скоротити засвоєння курсу в цілому.

Вкажемо на основні моменти для адекватного відображення навчального матеріалу в лекційному зошиті. При конспектуванні варто пам'ятати, що лектор стилем викладу, інтонацією виділяє найважливіші місця у темі. Однак не варто намагатися записати всю лекцію дослівно, оскільки при цьому студент не замислюється над матеріалом. Варто фіксувати лише хід думок, основні положення, закони та формули, важливі рисунки, допускається використання скорочень. Бажано також залишати місце для додаткових записів після лекції при роботі з навчальними посібниками.

Необхідно слідкувати за подачею матеріалу лектором, оскільки коли він диктує визначення, то, як правило, уповільнює темп викладання, промовляє голосніше найбільш важливі моменти, повторює деякі твердження – тобто зосереджує увагу студента на тому, що є найважливішим у лекції.

Важливим моментом є контакт аудиторії з лектором через запитання. Запитання варто задавати після того, як лектор висловив певну закінчену думку. Досить часто викладач сам звертається до аудиторії з пропозицією задавати запитання. Студент не повинен соромитися ставити запитання, оскільки лектор завжди доброзичливо ставиться до такої форми спілкування і заохочує активних слухачів, йому приємний інтерес до навчального матеріалу. Важливим чинником успішного вивчення лекційного курсу є поєднання конспектування та самостійної роботи студента з навчальною літературою. Конспект лекції бажано переглянути перед наступним заняттям, можливо, записати питання, які виникли після прочитання, щоб з'ясувати їх у лектора на черговій лекції або під час консультації. Основні моменти лекції студент повинен вміти відтворити самостійно, дотримуючись логіки викладу.

2 СТРУКТУРА НАВЧАЛЬНОЇ ДИСЦИПЛІНИ "ФІЗИКА" ЗА МОДУЛЬНОЮ СИСТЕМОЮ

Найменування показників	Галузь знань, спеціальність, освітньо-кваліфікаційний рівень	Характеристика навчальної дисципліни					
		денна форма навчання			заочна форма навчання		
Кількість кредитів – 13. 2 семестр – 5; 3 семестр – 3; 4 семестр – 5.	Галузь знань <u>13 "Механічна інженерія"</u>	Нормативна					
	Спеціальність <u>131 "Прикладна механіка", 133 "Галузеве машинобудування"</u>						
Модулів – 6. 2 семестр – 2; 3 семестр – 2; 4 семестр – 2.	Спеціалізація (професійне спрямування): <u>"Прикладна механіка", "Обладнання переробних і харчових виробництв", "Верстати та інструменти машинобудування", "Машини сільськогосподарського виробництва"</u>	Рік підготовки					
Змістових модулів – 18. 2 семестр – 8; 3 семестр – 5; 4 семестр – 5.		1-й	2-й	1-й	2-й		
Індив. розрахункове завдання – кожного семестру.		Семестр					
Загальна кількість годин – 390.		2-й	3-й	4-й	2-й	3-й	4-й
		Лекції					
Тижневих годин для денної форми навчання: 2-й семестр: аудиторних – 4; самостійної роботи студента – 4,33. 3-й семестр: аудиторних – 3; самостійної роботи студента – 2,63. 4-й семестр: аудиторних – 4; самостійної роботи студента – 4,33.	Освітньо-кваліфікаційний рівень: <u>бакалавр</u>	18 год.	16 год.	18 год.	4 год.	4 год.	4 год.
		Практичні, семінарські					
		18 год.	16 год.	18 год.	4 год.	4 год.	4 год.
		Лабораторні					
		36 год.	16 год.	36 год.	6 год.	4 год.	6 год.
		Самостійна робота					
		78 год.	42 год.	78 год.	136 год.	78 год.	136 год.
		Індивідуальні завдання: одне розрахункове завдання кожного семестру					
		Вид контролю					
	2-й сем. - екз.	3-й сем. - зал.	4-й сем. - зал.	2-й сем. - екз.	3-й сем. - зал.	4-й сем. - зал.	

1 кредит ECTS становить 36 годин навчального навантаження.

Програма навчальної дисципліни (семестр 4)

Номер лекції	Перелік змістовних модулів, тем лекцій, їх анотації	Література
Семестр 4		
Змістовний модуль 14. ГЕОМЕТРИЧНА ТА ХВИЛЬОВА ОПТИКА		
1	Тема 28. Закони геометричної оптики. Фотометрія Закони геометричної оптики. Оптичні системи та їх основні характеристики. Основні фотометричні величини (світловий потік, сила світла джерела, освітленість).	[1] розд. 21, с. 261-271 [3] § 11-18, с. 37-63, § 3, с. 9-15 [Д1] § 110-118, с. 316-346 [Д4] п. 11.1-11.3, с. 3-5 [Д5] п. 9.1, с. 66-67
2	Тема 29. Інтерференція світла Монохроматичність та когерентність світлових хвиль. Розрахунок інтерференційної картини від двох джерел. Засоби одержання інтерференційної картини (щілини Юнга, дзеркало та біпризма Френеля). Інтерференція в тонких плівках. Смуги рівної товщини і рівного нахилу. Кільця Ньютона. Застосування інтерференції. Просвітлення оптики (ефект Смакули).	[1] розд. 22, с. 271-284 [3] § 4-7, с. 16-26 [4] § 89-92, с. 193-205 [Д1] § 119-124, с. 347-380 [Д4] п. 11.4, с. 5-7 [Д5] п. 9.2.1, с. 67-68
3	Тема 30. Дифракція світла Дифракція світла. Принцип Гюйгенса-Френеля. Метод зон Френеля. Дифракція світла на щілині. Лінійна дифракційна ґратка. Роздільна здатність оптичних приладів. Принципи голографії.	[1] розд. 23, с. 285-298 [3] § 8-10, с. 27-36 [4] § 93-96, с. 205-219 [Д1] § 125-133, с. 381-427 [Д4] п. 11.5, с. 8-10 [Д5] п. 9.2.2, с. 68-69
4	Тема 31. Поляризація світла. Дисперсія світла. Поглинання та розсіювання світла Природне і поляризоване світло. Закон Малюса. Поляризація світла при відбиванні. Закон Брюстера. Подвійне променезаломлення. Призма Ніколя. Штучна оптична анізотропія. Обертання площини поляризації. Дисперсія світла в речовині. Призматичний спектрограф. Зв'язок дисперсії з поглинанням. Закон Бугера для поглинання. Взаємодія світла з речовиною. Закон Бугера для поглинання. Розсіювання світла. Закон Релея.	[1] розд. 24-25, с. 299-316 [3] § 19-62, с. 64-91 [4] § 97-104, с. 219-242 [Д1] § 134-147, с. 428-465 [Д4] п. 11.6-11.8, с. 10-12 [Д5] п. 9.2.3, с. 69-70

Змістовний модуль 15. КВАНТОВА ОПТИКА		
5	<p>Тема 32. Закони теплового випромінювання Теплові джерела світла. Закон Кірхгофа. Розподіл енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла. Квантова гіпотеза і формула Планка. Закони Стефана-Больцмана і Віна. Оптична пірометрія. Література [2, 3, 5-8, 13]</p> <p>Тема 33. Закони фотоефекту Маса та імпульс фотона. Фотоефект, його види, закони та застосування. Тиск світла, його квантове пояснення. Ефект Комптона. Корпускулярно-хвильовий дуалізм випромінювання.</p>	<p>[1] розд. 26, с. 317-323 [3] § 29-33, с. 92-105 [4] § 106-108, с. 244-252 [Д2] § 1-7, с. 9-31 [Д4] п. 12.1-12.3, с. 15-17 [Д5] п. 10.1, с. 70-72</p> <p>[1] розд. 26, с. 324-333 [3] § 34-39, с. 106-123 [4] § 109-111, с. 252-260 [Д2] § 8-11, с. 32-45 [Д4] п. 12.4-12.6, с. 17-19 [Д5] п. 10.2, с. 73-75</p>
Змістовний модуль 16. ЕЛЕМЕНТИ КВАНТОВОЇ МЕХАНІКИ АТОМІВ ТА МОЛЕКУЛ		
6	<p>Тема 34. Хвильові властивості частинок. Рівняння Шредінгера Формула де Бройля. Співвідношення невизначеностей. Хвильова функція та її статистичний зміст. Рівняння Шредінгера. Електрон у потенціальній ямі. Квантовий гармонічний осцилятор.</p> <p>Тема 35. Будова атома. Найпростіші спектри. Періодична система елементів. Х-випромінювання Досліди Резерфорда. Ядерна модель атома. Правило частот та постулати Бора. Досліди Франка та Герца. Атом водню і його спектр за теорією Бора. Лінійчаті спектри атомів. Атом водню в квантовій механіці. Спін електрона. Принцип Паулі і розподіл електронів в атомах по оболонках. Суцільний спектр Х-випромінювання і його короткохвильова межа. Характеристичне Х-випромінювання. Закон Мозлі.</p> <p>Тема 36. Лазери Поглинання, спонтанне і вимушене випромінювання. Лазери.</p>	<p>[1] розд. 28, с. 341-357 [3] § 41-45, с. 125-144 [4] § 114-118, с. 268-283 [Д2] § 18-27, с. 62-92 [Д4] п. 13.1-13.5, с. 23-272 [Д5] п. 12, с. 79-80</p> <p>[1] розд. 29, с. 358-376 [3] § 46-60, с. 146-199 [4] § 112-113, с. 261-268, § 119-125, с. 283-306 [Д2] § 28-44, с. 92-155 [Д4] п. 12.7, с. 19-20, п. 13.6-13.9, с. 27-30 [Д5] п. 11, с. 76-79</p>

Змістовний модуль 17. ЕЛЕМЕНТИ КВАНТОВОЇ ФІЗИКИ ТВЕРДИХ ТІЛ		
7	<p>Тема 37. Квантова теорія теплоємності Сили зв'язку і внутрішня структура твердих тіл. Елементи квантової теорії теплоємності кристалічної ґратки. Фонони.</p> <p>Тема 38. Енергетичні зони в кристалах Енергетичні зони в кристалах і поділ твердих тіл на класи (метали, діелектрики, напівпровідники). Електрони в металах. Рівень Фермі. Пояснення надпровідності.</p> <p>Тема 39. Елементи фізики напівпровідників Власна і домішкова провідність напівпровідників. Фотопровідність. Люмінесценція твердих тіл. Контактні явища. <i>p-n</i> перехід.</p>	<p>[1] розд. 30-31, с. 377-406</p> <p>[4] § 136-142, с. 341-363</p> <p>[Д2] § 45-65, с. 156-229</p> <p>[Д4] п. 14.1-14.7, с. 33-42</p> <p>[Д5] п. 13, с. 81-86</p>
Змістовний модуль 18. ЕЛЕМЕНТИ ФІЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА		
8	<p>Тема 40. Будова атомного ядра Будова ядра. Ядерні сили. Дефект маси і енергія зв'язку ядер. Моделі ядра.</p> <p>Тема 41. Радіоактивність Радіоактивність ядер. Закон радіоактивного розпаду. α, β та γ-випромінювання. Закони зміщення. Поняття про нейтрино. Методи реєстрації радіоактивного випромінювання. Взаємодія радіоактивного випромінювання з речовиною. Ефект Месбауера. Механізм поглинання γ-променів речовиною.</p>	<p>[1] розд. 32, с. 407-436</p> <p>[3] § 61-78, с. 200-266</p> <p>[4] § 127-133, с. 309-337</p> <p>[Д2] § 66-76, с. 230-271</p> <p>[Д4] п. 15.1-15.8, с. 45-52</p> <p>[Д5] п. 14, с. 87-98</p>
9.1	<p>Тема 42. Ядерні реакції Ядерні реакції поділу. Коефіцієнт розмноження нейтронів, ланцюгова реакція. Принцип дії ядерного реактора. Реакція синтезу легких ядер. Проблема керованих термоядерних реакцій. Проблема охорони навколишнього середовища. Біологічна дія радіації.</p>	
Змістовний модуль 19. СУЧАСНА ФІЗИЧНА КАРТИНА СВІТУ		
9.2	<p>Тема 43. Сучасна фізична картина світу Сучасна фізична картина світу. (Підсумкова лекція)</p>	<p>[1] розд. 33, с. 436-449</p> <p>[3] § 79-83, с. 267-278</p> <p>[4] § 134, с. 338-340</p> <p>[Д2] § 77-83, с. 271-300</p> <p>[Д4] п. 15.9, с. 52-53</p>
Разом за 4 семестр 18 годин лекцій.		

3 РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА

ОСНОВНА

1. Трофимова Т.И. Курс физики. - М.: ВШ, 1985.
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. - изд. 4. - М.: ВШ, 2002.
3. Бушок Г.Ф., Венгер Є.Ф. Курс фізики: Навчальний посібник. У 2-х кн. Кн.2: Оптика. Фізика атома і атомного ядра. Молекулярна фізика і термодинаміка. - К.: Либідь, 2001.
4. Курс фізики /за ред. І.Є. Лопатинського.- Львів: Бескид Біт, 2002.
5. Волькенштейн В.С. Сборник задач по общему курсу физики. - М.: Наука, 1979.
6. Кучерук І.М., Горбачук І.Т. Загальний курс фізики: Навчальний посібник. У 3 трьох томах. Т.3: Оптика. Квантова фізика / за ред. І.М. Кучерука.- 2-ге вид., випр.- К.: Техніка, 2006.
7. Оптика і будова речовини: Методичні вказівки до лабораторних робіт з курсу фізики / Медюх М.М. , Рокіцький О.М., Ковалюк Б.П., Стефанський В.А., Скоренький Ю.Л.- Тернопіль: ТНТУ, 2010.
8. Крамар О.І. Використання навчального приладу ЕСФЕ-1 „Оптика” для лабораторних робіт та лекційних демонстрацій. Методичні вказівки .- Тернопіль: ТДТУ, 2007.
9. Загальна фізика: Лабораторний практикум / за ред. І.Т. Горбачука.- К.: ВШ, 1992.
10. Чертов А.Г., Воробьев А.А. Задачник по физике. - М.: ВШ, 1981.
11. Загальний курс фізики: Збірник задач. Навчальний посібник для студентів вузів / Гаркуша І.П., Горбачук І.Т., Курінний В.П. та ін.; За ред. І.П. Гаркуші.- 2-ге вид., стереотип.- К.: Техніка, 2004.

ДОДАТКОВА

- Д1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. - М.: Наука, 1977-1987.- Т. 1-5.
- Д2. Савельев И.В. Курс общей физики: Учебное пособие (в 3-х томах).- Т.3: Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц.- 3-е изд., испр.- М.: Наука, 1987.
- Д3. Фізичний практикум / за ред. В.П. Дуценка.- К.: ВШ, 1981.- Ч. 2.
- Д4. Пундик А. Курс фізики: Опорний конспект лекцій для студентів заочної форми навчання (хвильова та квантова оптика, фізика атома, атомного ядра і конденсованої речовини).- 2-ге вид., доп.- Тернопіль: ТДТУ, 2004.
- Д5. Нікіфоров Ю.М. Фізика: Конспект вибраних лекцій для студентів заочної форми навчання.-Тернопіль: ТДТУ, 2008.

4 ВИБРАНІ ЛЕКЦІЇ

Лекція 1. Геометрична оптика

Базові питання теми: *Світло, його властивості. Закони геометричної оптики. Оптичні системи та їх основні характеристики. Основні фотометричні величини.*

1) Світло, його властивості.

Світло є складним фізичним явищем: в одних випадках воно поводить себе як **електромагнітна хвиля** (видиме світло – область спектру електромагнітних хвиль в інтервалі $390 \div 760$ нм), а в інших – як **потік частинок (фотонів)**, тобто світлу властива **дуальність** (подвійність) природи.

В широкому розумінні, **світло** – це область спектру електромагнітного випромінювання.

УФВ+ВС+ІЧВ

Таблиця 1.1 Спектр світлових хвиль

Тип електромагнітного випромінювання	Діапазон довжин хвиль λ
Інфрачервоне випромінювання (ІЧВ)	$760 \text{ нм} \div 0,1 \text{ мм}$
Видиме світло (ВС)	$390 \text{ нм} \div 760 \text{ нм}$
1. Червоний колір	$630 \text{ нм} \div 760 \text{ нм}$
2. Оранжевий колір	$590 \text{ нм} \div 630 \text{ нм}$
3. Жовтий колір	$550 \text{ нм} \div 590 \text{ нм}$
4. Зелений колір	$510 \text{ нм} \div 550 \text{ нм}$
5. Голубий колір	$480 \text{ нм} \div 510 \text{ нм}$
6. Синій колір	$430 \text{ нм} \div 480 \text{ нм}$
7. Фіолетовий колір	$390 \text{ нм} \div 430 \text{ нм}$
Ультрафіолетове випромінювання (УФВ)	$50 \text{ нм} \div 390 \text{ нм}$

Зв'язок між основними характеристиками світлової хвилі:

$$\lambda \nu = \nu$$

λ - довжина світлової хвилі (м), ν - частота світлової хвилі (Гц), ν - швидкість поширення електромагнітного поля в середовищі (м/с).

$$\nu = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu}}$$

$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м - електрична стала, ε - відносна діелектрична проникність середовища, в якому поширюється електромагнітна хвиля (світло), $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м - магнітна стала, μ - відносна магнітна проникність середовища, в якому поширюється електромагнітна хвиля (світло).

На межі розділу одного оптичного середовища з іншим світло може зазнавати відбивання, заломлення, розсіювання в залежності від властивостей цих середовищ. Оптичні властивості середовища характеризує **абсолютний показник заломлення**

$$n = \frac{c}{\nu} > 1,$$

де $c \cong 3 \cdot 10^8$ м/с – швидкість світла у вакуумі, ν - швидкість світла у середовищі.

Показник заломлення залежить від виду і стану середовища, від довжини світлової хвилі λ (**дисперсія світла**, $n = n(\lambda)$) і не залежить від кута падіння. Абсолютний показник заломлення показує у скільки разів швидкість світла у вакуумі більша ніж в даному середовищі, та характеризує оптичну густину середовища.

Абсолютний показник заломлення повітря близький до одиниці (для жовтого світла за нормальних умов $n=1,000292$).

Таблиця 1.2 Абсолютні показники заломлення деяких речовин.

Речовина	n	Речовина	n
Тверді тіла		Рідини	
Алмаз	2,42	Вода	1,33
Берил (смарагд)	1,58	Гліцерин	1,47
Кам'яна сіль	1,54	Канадський бальзам	1,53
Кварц кристалічний	1,54	Олія рицинова	1,48
Кварц плавлений	1,46	Олія кедрова	1,52
Корунд (сапфір, рубін)	1,77	Олія ляна	1,47
Лід	1,31	Олія соняшникова	1,47
Плексиглас	1,50	Олія прованська	1,46
Цукор	1,56	Парафін рідкий	1,48
Слюда	1,56÷1,60	Сірководень	1,63
Скло (важкий флінт)	1,80	Скипидар	1,47
Скло (легкий крон)	1,57	Спирт метиловий	1,33
Топаз	1,63	Спирт етиловий	1,36
Турмалін	1,67	Толуол	1,50
Шпат ісландський	1,66	Ефір етиловий	1,35

Відносний показник заломлення другого середовища відносно першого:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Аналогічно, **відносний показник заломлення першого середовища відносно другого:**

$$n_{12} = \frac{n_1}{n_2}.$$

Відносний показник заломлення другого середовища відносно першого обернений до відношення швидкостей поширення світла в цих середовищах. Отже, відносний показник заломлення показує у скільки разів швидкість світла в другому середовищі менша, ніж в першому.

$$n_1 = \frac{c}{v_1}, \quad n_2 = \frac{c}{v_2} \Rightarrow \boxed{n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2}}.$$

2) Закони геометричної оптики.

При поясненні найпростіших оптичних явищ – відбивання та заломлення світла, виникнення тіні, отримання зображень в оптичних пристроях, властивості світла можна пояснювати з допомогою геометричних побудов.

Основним завданням геометричної оптики є вивчення перетворень світлових пучків при формуванні оптичних зображень та переносі енергії.

Ключовим поняттям геометричної оптики є **світловий промінь** – лінія, вздовж якої поширюється світло (переноситься енергія світла).

Сукупність світлових променів називають світловим пучком.

В основі геометричної оптики лежать чотири закони, встановлені дослідним шляхом.

- **Закон прямолінійного поширення світла**

В оптично однорідному середовищі світло поширюється вздовж прямих ліній.

(Межі застосування: закон незастосовний у випадку оптичної неоднорідності середовища, а також при наявності невеликих за розміром перешкод - проявляється дифракція світла).

- **Закон незалежності світлових пучків**

Поширення будь-якого світлового пучка в середовищі не залежить від того, чи є в цьому середовищі інші пучки світла чи немає. Освітленість, що створюється кількома світловими пучками дорівнює сумі освітленостей, створених кожним пучком окрема.

(Межі застосування: закон незастосовний при накладанні хвиль з однаковою частотою (довжиною хвилі) і сталою в часі різницею фаз, тобто при накладанні *когерентних* хвиль – виникає *інтерференція* світлових пучків).

- Закон дзеркального відбивання

Падаючий промінь, відбитий промінь та перпендикуляр, поставлений в точку падіння лежать в одній площині. Кут падіння дорівнює куту відбивання.

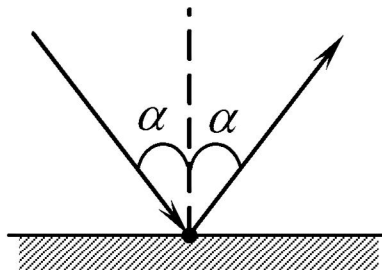


Рисунок 1.1

(Межі застосування: закон незастосовний для пучків променів, якщо поверхня матова – відбувається дифузне розсіювання світла).

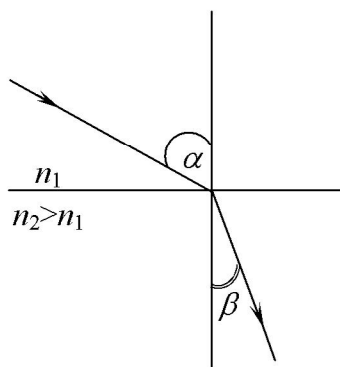


Рисунок 1.2

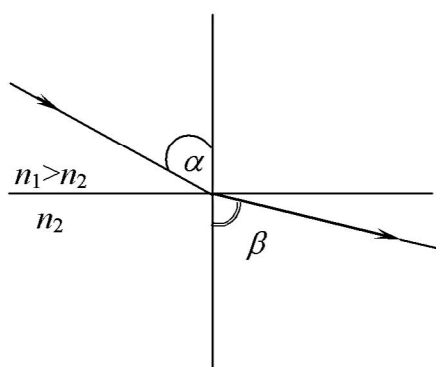


Рисунок 1.3

- Закон заломлення світла (закон синусів):

Падаючий промінь, заломлений промінь та перпендикуляр до межі середовищ, поставлений в точку падіння, лежать в одній площині. Кут падіння α та кут заломлення β пов'язані співвідношенням:

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$$

або

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$$

де n_2 та n_1 - абсолютні показники заломлення другого та першого середовищ відповідно, n_{21} - відносний показник заломлення другого середовища відносно першого.

Варто відзначити, що промінь падаючий і промінь заломлений є оборотними. Оборотність падаючого і заломленого променів означає, що при зміні напрямку поширення променя на протилежний заломлений і падаючий промені поміняються місцями.

Дослід показує, що в процесі переходу променів в оптично густіше середовище зі збільшенням кута падіння інтенсивність заломленого світла зменшується, а відбитого – збільшується. Наприклад, хід променів у плоскопаралельній пластині зображено на рисунку 1.4.

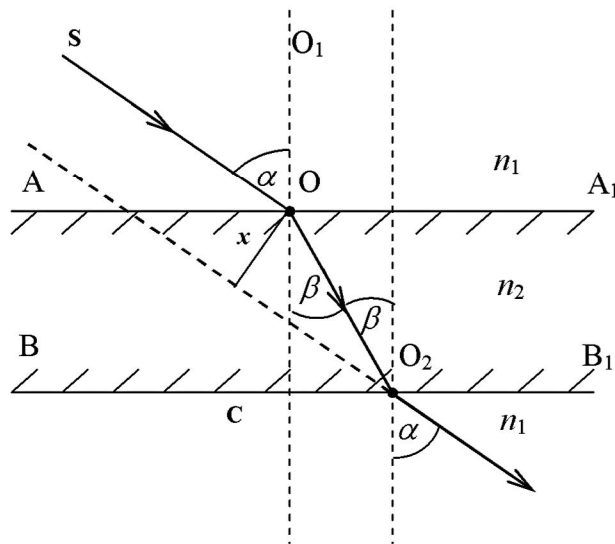


Рисунок 1.4

Світловий промінь від джерела S попадає на плоскопаралельну пластинку під кутом падіння α та у точці O зазнає заломлення під кутом β . Пройшовши певний шлях у пластинці світловий промінь у точці O_2 повторно заломлюється, причому x – зміщення променя, обумовлене заломленням (див. [9], рис. 2.3, с. 9).

Якщо світло переходить з оптичного густішого середовища в оптично менш густе, то, починаючи з деякого кута падіння α_0 (для будь-якого $\alpha > \alpha_0$), світло повністю відбивається від поверхні розподілу цих двох середовищ – має місце **явище повного внутрішнього відбивання світла**.

Кут падіння α_0 , що відповідає куту заломлення $\beta_0 = 90^\circ$, називають **граничним кутом** повного внутрішнього відбивання, причому:

$$\frac{\sin \alpha_{ep}}{\sin 90^\circ} = \frac{n_2}{n_1}.$$

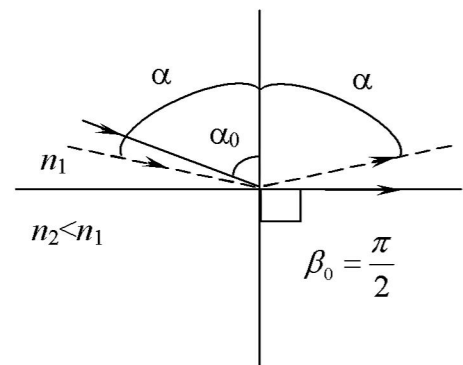


Рисунок 1.5

Оскільки $\sin \beta_0 = 1$, то

$$\sin \alpha_0 = \frac{1}{n_{12}}.$$

Якщо друге середовище – повітря, то:

$$\alpha_0 = \arcsin\left(\frac{1}{n}\right).$$

Явище повного відбивання використовують у прозорих гнучких волокнах – **світловодах**. Світловод – це циліндричної форми скляне волокно, вкрите прозорою оболонкою з меншим, ніж у волокна, показником заломлення. Використовуючи багаторазове повне відбивання, світловий сигнал можна посилати по будь-якому (прямому або криволінійному) шляху.

3) Оптичні системи та їх основні характеристики.

Лінза – прозоре тіло, обмежене двома поверхнями (сферичними, циліндричними, плоскими), які заломлюють світлові промені та здатні формувати оптичні зображення.

Лінза називається **тонкою**, якщо її товщина (відстань між обмежуючими поверхнями) набагато менша у порівнянні з радіусами поверхонь.

Радіус кривизни опуклої поверхні вважається додатнім, вгнутої – від'ємним.

Пряма, яка проходить через центри кривизни поверхонь лінзи називається **головною оптичною віссю**.

Для всякої лінзи існує точка, яка лежить на головній оптичній осі, яка має особливу властивість – промені, які проходять через неї, не заломлюються, - це **оптичний центр лінзи**.

По формі заломлюючих поверхонь лінзи поділяються:

- | | | |
|---------------|-------------------|-------------------|
| 1) двоопукла; | 2) плоско-опукла; | 3) вгнуто-опукла; |
| 4) двовгнута; | 5) плоско-вгнута; | 6) опукло-вгнута. |

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad \text{- формула тонкої лінзи}$$

Якщо $a = \infty$, тобто промені падають на лінзу паралельним пучком, то:

$$\frac{1}{f} = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$
$$f = \frac{1}{\left(\frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)} \quad \text{- фокусна віддаль лінзи}$$

В загальному випадку формулу тонкої лінзи можна записати у вигляді:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f},$$

де a – відстань від предмета до лінзи;
 b – відстань від лінзи до зображення;
 f – фокусна відстань лінзи (вимірюється у метрах [СІ]).

Точки, які лежать по обидва боки лінзи на фокусній відстані, називаються **фокусами лінзи**.

Площини, які проходять через фокуси лінзи перпендикулярно до її головної оптичної осі, називаються **фокальними**.

Збиральні лінзи – це лінзи, які перетворюють паралельний пучок світлових променів у збіжний.

Розсіювальні лінзи – це лінзи, які перетворюють паралельний пучок світлових променів у розбіжний.

$$D = \frac{1}{f} \quad \text{- оптична сила лінзи}$$

$$[D] = 1 \text{ дптр} = \frac{1}{\text{м}} = 1 \text{ м}^{-1}$$

Лінзи з додатною оптичною силою ($D > 0$) є збиральними, з від'ємною ($D < 0$) – розсіювальними.

Розсіювальна лінза має уявні фокуси, в яких сходяться уявні продовження променів, які падають на лінзу паралельним до головної оптичної осі пучком.

Лінійне збільшення предмета, яке дає оптична система, задається відношенням лінійного розміру зображення H до лінійного розміру предмета h :

$$\Gamma = \frac{H}{h}.$$

Якщо $|\Gamma| > 1$ - зображення **збільшене**, якщо $|\Gamma| < 1$ – **зменшене**.

Якщо $\Gamma < 0$ - зображення **обернене** (перевернуте), якщо $\Gamma > 0$ – **пряме**.

Для побудови зображень предмета у лінзі необхідно знати властивості характерних променів:

1) **Промінь, який проходить через оптичний центр лінзи, не змінює свого напрямку (не заломлюється).**

2) Промінь, паралельний до головної оптичної осі лінзи, після заломлення проходить через її фокус.

3) Промінь, який проходить через фокус (по принципу оборотності світлових променів), після заломлення в лінзі виходить паралельним до головної оптичної осі.

Якщо пучок паралельних променів падає на збиральну лінзу під невеликим кутом до головної оптичної осі, то заломлені промені перетинаються у фокальній площині.

Таблиця 1.3 Збиральна лінза – властивості зображення

Предмет	Зображення			
Відстань a від предмета до лінзи	Відстань b від лінзи до предмета	Тип	Орієнтація	Розмір
$a > 2f$	$f < b < 2f$	Дійсне	Обернене $\Gamma < 0$	Зменшене $ \Gamma < 1$
$a = 2f$	$b = 2f$	Дійсне	Обернене $\Gamma < 0$	Таке саме $ \Gamma = 1$
$f < a < 2f$	$b > 2f$	Дійсне	Обернене $\Gamma < 0$	Збільшене $ \Gamma > 1$
$a = f$	$b = \pm\infty$			
$a < f$	$b < 0; b > a$	Уявне	Пряме $\Gamma > 0$	Збільшене $ \Gamma > 1$

У випадку розсіювальної лінзи зображення предмета уявне, пряме ($\Gamma < 0$), зменшене ($|\Gamma| < 1$).

На основі подібності трикутників можна показати, що:

$$\Gamma = \frac{H}{h} = \frac{b}{a}$$

Комбінація кількох лінз утворює **оптичну систему**.

1) Якщо дві тонкі лінзи складені щільно, то:

$$D = D_1 + D_2$$

2) Якщо лінзи знаходяться на певній віддалі, необхідно розглядати послідовну їх дію.

Зображення, яке дає перша лінза, є «предметом» для другої і т.д.

Для людського ока $b = \text{const}$ (17,1 мм), змінюється відстань до предмета a – змінюється кривизна кришталика, тобто f .

Здатність ока змінювати оптичну силу, щоб пристосовуватися до бачення на близькій та далекій віддалях, називається **акомодацією**.

Оптична відстань, на якій око може працювати без напруження, - **відстань найкращого зору** (для здорового ока ~25 см)

При розгляді особливостей утворення зображень в оптичних системах припускається параксіальність променів, тобто кути, які утворюють промені з оптичною віссю є малими, іншими словами промені є приосьовими. Також вважається, показник заломлення матеріалу лінзи не залежить від довжини хвилі падаючого світла, а саме світло вважається монохроматичним.

На практиці використання лише параксіальних променів не забезпечує належної освітленості, а при утворенні зображень великих предметів пучки променів від його крайніх точок утворюють з головною оптичною віссю значні кути. Саме тому в дійсності у лінзах великих розмірів, при падінні білого (немонохроматичного) світла спостерігаються спотворення зображень – так-звані **аберації**.

Сферична аберація виникає у широких світлових пучках внаслідок того, що промені на різній відстані від головної оптичної осі заломлюються у лінзі по-різному. Промені, які падають на більшій відстані від осі заломлюються сильніше. Таким чином паралельні до головної оптичної осі промені збігаються у різних точках – зображення на перпендикулярному до осі екрані матиме вигляд розпливчастої плями.

При виникненні зображення світної точки, яка перебуває на значній відстані від головної оптичної осі, виникає **астигматизм** – зображення має вигляд розпливчастої еліптичної плями (можливе виродження плями у вертикальну або горизонтальну пряму). Причиною цього виду аберації є неоднаковість кривизни оптичної поверхні в різних площинах перерізу світлового пучка, який падає на лінзу. Астигматизм може виникати і внаслідок несиметричності оптичної системи відносно її оптичної осі.

Використання об'єктивів та окулярів оптичних приладів, які складаються не з однієї, а з кількох лінз, дозволяє суттєво покращити якість зображення та в значній мірі усунути вплив аберацій.

4) Основні фотометричні величини.

Фотометрія – це розділ оптики, у якому вивчаються особливості вимірювання інтенсивності світла та його джерел.

Джерелом світла називається тіло, яке випромінює світло. Якщо розмірами джерела світла можна знехтувати у порівнянні з розмірами тіл, які освітлюються ним, або джерело розташоване дуже далеко від місця спостереження, то воно називається **точковим**. В однорідному та ізотропному середовищі точкове джерело випромінює сферичну хвилю.

Світловий потік Φ – це фізична величина, яка дорівнює відношенню кількості енергії випромінювання, яка проходить через дану поверхню, до часу, за яке випромінювання пройшло:

$$\Phi = \frac{dW}{dt},$$

де Φ – світловий потік через площадку dS , dW – кількість енергії, що пройшла через цю площадку за час dt . Світловий потік вимірюється в люменах (лм). Один люмен дорівнює світловому потоку, що рівномірно випромінюється ізотропним джерелом з силою світла 1 кандела в межах тілесного кута в 1 стерадіан:

$$1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ ср}.$$

У випадку точкового джерела світла можна застосувати поняття **сили світла I** – фізичної величини, що дорівнює відношенню потоку випромінювання джерела до тілесного кута, в межах якого розповсюджується випромінювання:

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega}.$$

Тілесним кутом називають просторовий кут, який обмежений конічною поверхнею (вершина її співпадає з точковим джерелом світла), площа основи якої є частиною сферичної поверхні з радіусом r :

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2}.$$

Один стерадіан (стереометричний радіан, ср) – тілесний кут, що спирається на частину сфери, площа поверхні якої дорівнює квадрату радіуса сфери. Повний розгорнутий тілесний кут:

$$\Omega = \frac{4\pi r^2}{r^2} = 4\pi \text{ стерадіан}.$$

Сила світла належить до основних величин, на яких побудована Міжнародна система одиниць (СІ). Одиницею сили світла є кандела (кд). Одна кандела – це сила світла в даному напрямку від джерела, яке випромінює монохроматичне випромінювання з частотою $540 \cdot 10^{12} \text{ Гц}$, причому потік світлової енергії в цьому напрямку складає $1/683 \text{ Вт/ср}$.

В загальному випадку сила світла залежить від напрямку: $I = I(\vartheta, \varphi)$, де ϑ та φ - полярний та азимутальний кути в сферичній системі координат. Джерело світла називається **ізотропним**, якщо I не залежить від напрямку випромінювання. Для ізотропного джерела маємо:

$$I = \frac{\Phi}{4\pi},$$

де Φ - повний світловий потік, що випромінюється джерелом у всіх напрямках.

При фіксованому потоці випромінювання збільшити силу світла можна шляхом зменшення тілесного кута, в якому поширюється випромінювання (наприклад, з допомогою рефлекторів).

Освітленість E - це фізична величина, яка визначається відношенням світлового потоку $d\Phi$, що падає на елемент поверхні, до площі dS цього елемента:

$$E = \frac{d\Phi}{dS}.$$

Одиницею освітленості є люкс (лк). Один люкс дорівнює освітленості поверхні площею 1 м^2 при рівномірному падінні на неї світлового потоку 1 лм .

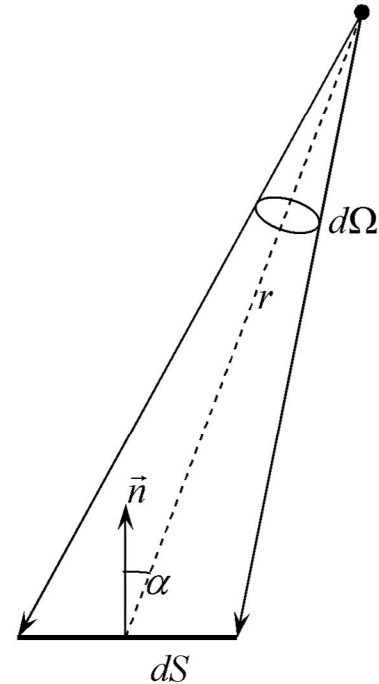


Рисунок 1.6

Освітленість, створена точковим джерелом, на відстані r від нього дорівнює:

$$E = \frac{I}{r^2} \cos \alpha,$$

де α - кут між падаючим променем та перпендикуляром до поверхні в точці падіння променя (див. рисунок 1.6).

При порівнянні освітленості площадок, розташованих на різних відстанях r_1 та r_2 від точкових джерел світла, що мають силу світла I_1 та I_2 , отримуємо:

$$E_1 = \frac{I_1}{r_1^2}, \quad E_2 = \frac{I_2}{r_2^2}.$$

Якщо приймаючий фотоелемент показує однакову силу струму i , то освітленості, створені джерелами рівні. Тому:

$$\frac{I_1}{r_1^2} = \frac{I_2}{r_2^2}.$$

З цього виразу (закону обернених квадратів), знаючи силу світла еталонного джерела, можна знайти силу світла невідомого джерела. Закон обернених квадратів строго виконується лише для точкових джерел світла. Чим меншими є розміри джерела d у порівнянні з віддалю r , тим точніше цей закон виконується (узгодження з експериментом можна вважати добрим, якщо $d/r \leq 0,1$).

Яскравість джерела B - це фізична величина, яка дорівнює відношенню сили світла I джерела в заданому напрямку до площі S проекції світної поверхні джерела на площину, перпендикулярну до даного напрямку:

$$B = \frac{I}{S \cos \varphi},$$

де φ - кут між нормаллю до площадки і напрямком спостереження. Одиницею яскравості є кандела на квадратний метр ($\text{кд}/\text{м}^2$, застаріла одиниця - *nit*).

У загальному випадку яскравість різна для різних напрямків $B = B(\vartheta, \varphi)$. Джерела, яскравість яких однакова у всіх напрямках, називаються ламбертівськими.

Світність джерела R – це фізична величина, яка дорівнює відношенню світлового потоку Φ , що випромінюється світною поверхнею у всіх напрямках, до площі S цієї поверхні:

$$R = \frac{d\Phi}{dS}.$$

Одиницею світності є люмен на квадратний метр (лм/м²).

Світність та яскравість ламбертівського джерела пов'язані між собою співвідношенням:

$$R = \pi B.$$

Лекція 2. Інтерференція світла

Базові питання теми: 1) Монохроматичність та когерентність світлових хвиль. Інтерференція світла. 2) Розрахунок інтерференційної картини від двох джерел. Засоби одержання інтерференційної картини (щілини Юнга, дзеркало та біпризма Френеля). 3) Інтерференція в тонких плівках. Кільця Ньютона. 4) Застосування інтерференції. Просвітлення оптики (ефект Смакули).

1) Монохроматичність та когерентність світлових хвиль. Інтерференція світла.

При дослідженні хвильових властивостей світла та, зокрема, явища інтерференції, важливим є поняття когерентності хвиль, які накладаються.

Когерентними будемо називати хвилі, які мають однакову частоту (довжину хвилі) та для яких різниця фаз коливань, що збуджуються, залишається сталою в часі.

Хвилі, що випромінюються природними джерелами, є некогерентними. Причиною цього факту є те, що електромагнітні хвилі (світло) випромінюються атомами (молекулами) дискретно, у вигляді короткочасних імпульсів (тривалістю $\tau \sim 10^{-9} \div 10^{-8}$ с) – цугів хвиль, фази яких ніяк не пов'язані.

Проміжок часу, протягом якого випадкова зміна фази хвилі досягає π , називається часом когерентності. За цей час відбувається зміна цугу і світло перестає бути когерентним (при $\tau \sim 10^{-8}$ с довжина цуга складає ~ 3 м). Часову когерентність слід розуміти як узгодження різниці фаз двох коливань, яка залишається незмінною з плином часу в даній точці простору. При переході від однієї точки джерела випромінювання до іншої фаза випроміненої хвилі також змінюється хаотично. Хвилі, породжені точками, розміщеними на відстані, при переході на яку випадкова зміна фази хвилі не перевищуватиме π , залишатимуться когерентними. Такого типу когерентність називається просторовою.

Явище накладання когерентних хвиль, при якому відбувається підсилення чи послаблення результуючої хвилі в залежності від різниці фаз (оптичної різниці ходу) хвиль, що накладаються, називається інтерференцією.

При інтерференції відбувається перерозподіл світлового потоку в просторі: в одних місцях виникають максимуми освітленості, а в інших – мінімуми.

Світлові промені, які накладаються, проходять до точки зустрічі різні оптичні шляхи.

Геометричною різницею ходу променів називають різницю s відстаней x_1 та x_2 , яку пройшли світлові хвилі до накладання в певній точці простору:

$$s = x_2 - x_1.$$

Якщо хвилі поширюються в середовищах з різними оптичними властивостями (тобто, з різними абсолютними показниками заломлення), то можна говорити про оптичну різницю ходу променів:

$$\Delta = x_2 n_2 - x_1 n_1$$

Якщо промені поширюються в оптично однорідному середовищі, то:

$$\Delta = (x_2 - x_1)n = sn.$$

Розглянемо накладання двох монохроматичних хвиль:

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1), \quad x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2),$$

$$x = x_1 + x_2.$$

Скористаємося методом векторних діаграм (див. рисунок):

$$\vec{A} = \vec{A}_1 + \vec{A}_2$$

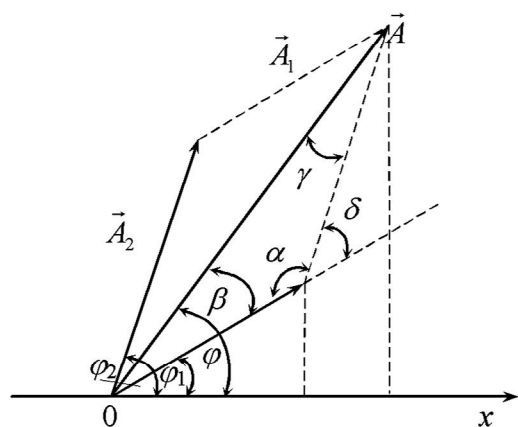


Рисунок 2.1

(застосовано правило паралелограма для векторів), причому для кутів справедливі співвідношення:

$$\alpha = \pi - \gamma - \beta, \beta + \gamma = \varphi_2 - \varphi_1, \alpha = \pi + \varphi_1 - \varphi_2.$$

Введемо позначення $\delta = \varphi_2 - \varphi_1$ - **різниця фаз коливань**.

На основі теореми косинусів:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1 A_2 \cos \alpha = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \delta$$

Амплітуда результуючого коливання залежить від різниці фаз коливань, що накладаються.

Початкова фаза нового коливання може бути знайдена на основі виразу:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}.$$

Оскільки *інтенсивність коливання I пропорційна до середнього значення квадрата амплітуди*, то

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \langle \cos \delta \rangle.$$

У випадку некогерентних хвиль $\delta = \delta(t)$ хаотично змінюється, тобто:

$$\langle \cos \delta \rangle = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \cos \delta(t) dt = 0.$$

У випадку ж когерентних хвиль $\delta = \varphi_2 - \varphi_1$ не залежить від часу, тобто результат спостереження залежить від різниці фаз в кожній точці.

Нехай $I_1 = I_2 = I_0$, тоді при $\cos \delta = 1$ спостерігається максимум інтенсивності $I_{\max} = 4I_0$, а при $\cos \delta = -1$ спостерігається мінімум інтенсивності $I_{\min} = 0$.

Найпростішим способом отримання інтерференційної картини є утворення двох (чи більше) когерентних хвиль шляхом поділу (з допомогою відбивання, заломлення тощо) природної хвилі. Якщо утворені хвилі будуть когерентними, пройдуть різні оптичні шляхи, то можлива інтерференція.

Можна показати, що різниця фаз δ та оптична різниця ходу хвиль Δ пов'язані співвідношенням:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$$

Нехай $\cos \delta = 1$, тоді $I_{\max} = 4I_0$, а також:

$$\frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \pm 2\pi m.$$

Максимум інтенсивності спостерігатиметься, якщо оптична різниця ходу задовольняє умову:

$$\Delta = \pm m \lambda = \pm 2m \frac{\lambda}{2}.$$

Якщо оптична різниця ходу хвиль кратна парному числу довжин півхвиль, спостерігатиметься максимум інтенсивності; $m = 0, 1, 2, \dots$ - ціле число, *порядок інтерференційного максимуму*.

Нехай $\cos \delta = -1$, тоді $I_{\min} = 0$, а також

$$\frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \pm (\pi + 2\pi m).$$

Мінімум інтенсивності спостерігатиметься, якщо оптична різниця ходу задовольняє умову

$$\Delta = \pm(m + \frac{1}{2})\lambda = \pm(2m + 1)\frac{\lambda}{2}.$$

Отже, якщо оптична різниця ходу хвиль кратна непарному числу довжин півхвиль, спостерігатиметься мінімум інтенсивності; $m = 0, 1, 2, \dots$ - ціле число, *порядок інтерференційного мінімуму*.

2) *Розрахунок інтерференційної картини від двох джерел. Засоби одержання інтерференційної картини (щілини Юнга, дзеркало та біпризма Френеля).*

Одним з найпростіших способів отримання інтерференційної картини є створення двох (чи більше) пучків шляхом поділу по фронту (з допомогою відбивання, заломлення тощо) природної хвилі. Якщо утворені хвилі будуть когерентними та пройдуть різні оптичні шляхи, то при їх накладанні матиме місце інтерференція.

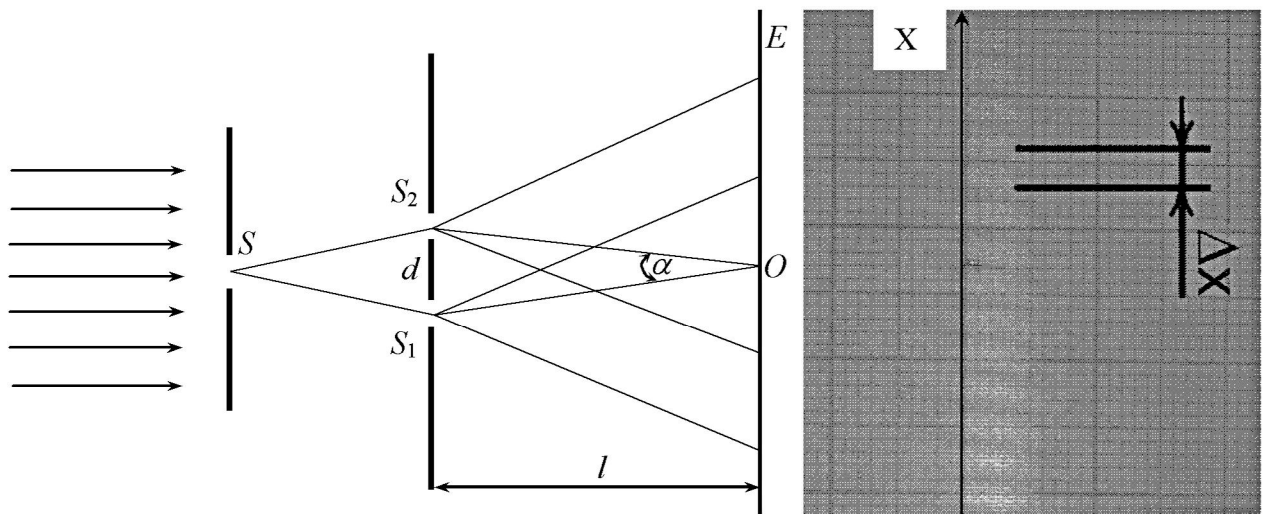


Рисунок 2.2

Для прикладу розглянемо спосіб, застосований в 1807 р. К.Юнгом. Пучок природного світла падає (рис. 2.2) на екран з невеликою щілиною S, на якій зазнає дифракції (детальніше про дифракцію буде йти мова в лекції 3). Світло від S попадає на другий екран з двома щілинами S₁ та S₂, на яких теж дифрагує. В результаті цього отримуються два пучки, причому вони є когерентні внаслідок спільності походження. На екрані E в області перекриття пучків спостерігаються паралельні інтерференційні смуги. Оптична різниця ходу:

$$\Delta = \frac{xd}{l}$$

Координати максимумів: $x_m^{(\max)} = \pm \frac{m\lambda l}{d}$

Координати мінімумів: $x_m^{(\min)} = \pm \frac{(2m + 1)\lambda l}{2d}$

Можна показати, що відстань між двома сусідніми екстремумами (мінімумами чи максимумами) – **ширина інтерференційної смуги Δx (період інтерференційної картини)**, визначається виразом:

$$\Delta x = \frac{l\lambda}{d},$$

де l – віддаль від джерел когерентних хвиль до екрана, d – відстань між джерелами.

Для прикладу розглянемо інтерференційну картину, що отримується з допомогою бідзеркала Френеля. Світло від яскравого джерела (наприклад лазера) попадає на два плоскі дзеркала OM та ON, з'єднані одне з одним під кутом, близьким до 180° . Джерело світла встановлюється паралельно лінії перетину площин дзеркал. При відбиванні пучок розділяється на два когерентні, які начебто виходять від джерел S_1 та S_2 , які є уявними зображеннями джерела S (див. рис. 2.3). На екрані E в області перекриття відбитих пучків спостерігається інтерференційна картина, подана на рис. 2.2. Нехай $OC=L$ та $SO=r$, а кут між площинами дзеркал становить φ . Оскільки точки S, S_1, S_2 лежать на одному колі радіуса r і кут φ є малим, то відстань між уявними джерелами світла $d=S_1S_2=2r\varphi$. Кут α – кут сходження інтерферуючих променів (апертура інтерференції), під яким з точки C видно відстань S_1S_2 , визначається виразом (вважаємо кут малим):

$$\alpha = \frac{d}{L+r} = \frac{2r\varphi}{L+r}.$$

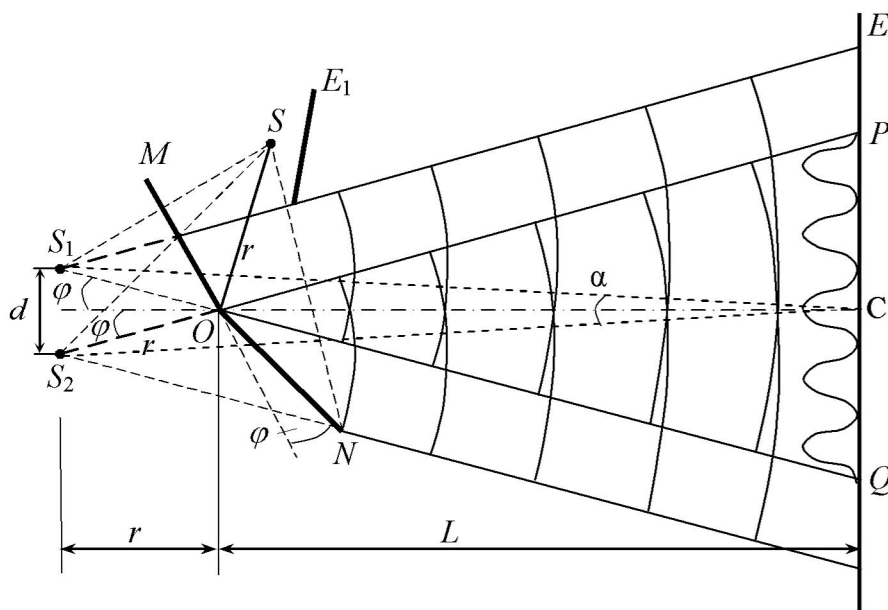


Рисунок 2.3

$$\Delta x = \frac{\lambda}{\alpha} = \frac{L+r}{2r\varphi} \lambda.$$

У підсумку, для кута між дзеркалами у бідзеркалі Френеля отримуємо:

$$\varphi = \frac{L+r}{2r\Delta x} \lambda,$$

де r – відстань від джерела випромінювання (лазера) до бідзеркала Френеля, L – відстань від бідзеркала до екрану, Δx - ширина інтерференційної смуги, λ - довжина хвилі, на якій випромінює лазер.

Ще одним способом одержання інтерференційної картини є застосування біпризми Френеля, яка складається з двох з'єднаних основами скляних призм з малими заломлюючими кутами φ (див. рисунок 2.4). На практиці біпризма виготовляється з одного шматка скла, а потім розпилюється навпіл. Джерело світла розташовується паралельно до ребра біпризми на відстані a . Після заломлення падаючий пучок світла розділяється на два когерентні пучки з вершинами в уявних джерелах S_1 та S_2 .

В області PQ пучки перекриваються і дають інтерференційну картину у вигляді смуг. Оскільки кут падіння променів на біпризму малий ($\sin \delta \approx \tan \delta \approx \delta$), то відстань між джерелами може бути записана у вигляді:

$$d = 2 \cdot a \cdot \tan \delta \approx 2a\delta = 2a(n-1)\varphi,$$

де φ – заломлюючий кут біпризми.

Кут сходження інтерферуючих променів α (апертура інтерференції), під яким з точки О видно відстань S_1S_2 , визначається виразом:

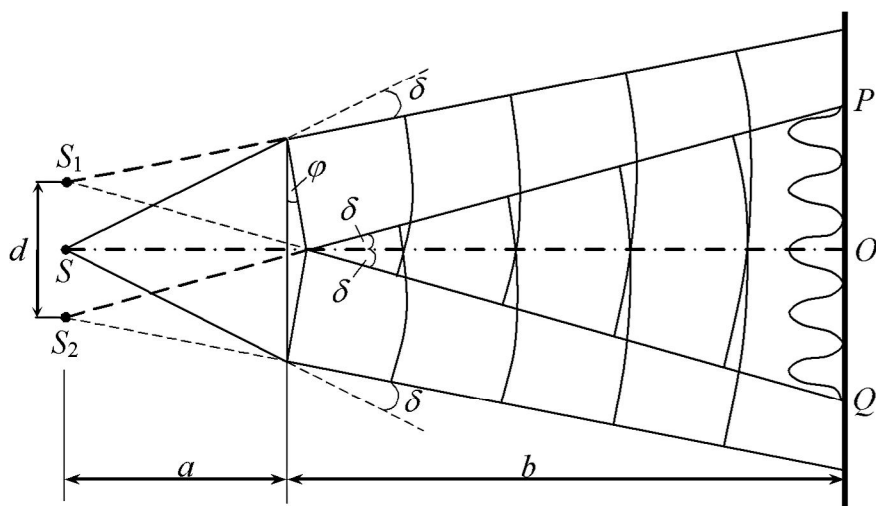


Рисунок 2.4

$$\alpha = \frac{d}{a+b} = \frac{2a(n-1)\varphi}{a+b}$$

$$\Delta x = \frac{\lambda}{\alpha} = \frac{(a+b)\lambda}{2a(n-1)\varphi}.$$

Знаючи ширину інтерференційної смуги можна визначити довжину світлової:

$$\lambda = \frac{2a(n-1)\varphi\Delta x}{(a+b)}$$

3) Інтерференція в тонких плівках.

Хід променів при інтерференції світла в тонкій плівці показано на рисунку 2.2:

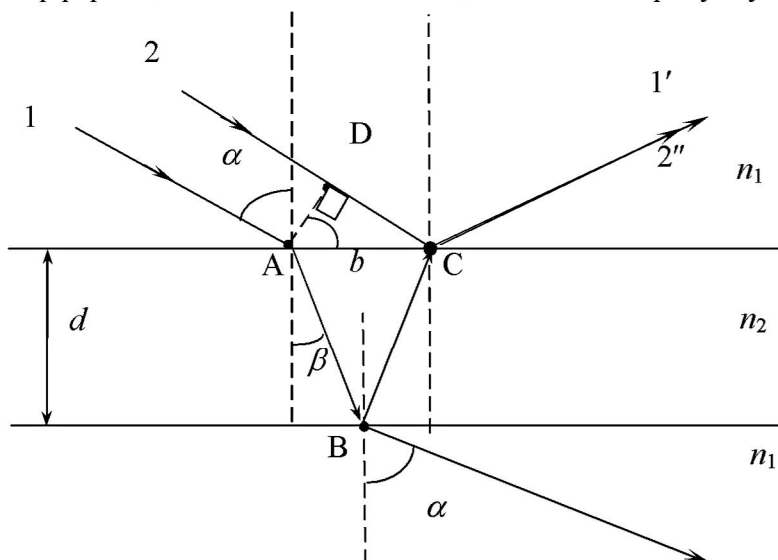


Рисунок 2.5

Оптична різниця ходу променів:

$$\Delta = (AB + BC)n_2 - (DC - \frac{\lambda_0}{2})n_1$$

$$AB = BC = \frac{d}{\cos \beta}; \quad AC = b;$$

$$\frac{b}{2} = d \cdot \operatorname{tg} \beta \Rightarrow DC = b \sin \alpha = 2d \sin \alpha \operatorname{tg} \beta,$$

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Таким чином:

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{2d n_2}{\cos \beta} - 2d n_1 \sin \alpha \operatorname{tg} \beta + \frac{\lambda}{2} = 2d \left(\frac{n_2}{\cos \beta} - \frac{\sin \alpha \sin \beta n_1}{\cos \beta} \right) + \frac{\lambda}{2} = \\ &= 2d \frac{n_2 - n_1 \sin^2 \beta}{\cos \beta} + \frac{\lambda}{2}. \end{aligned}$$

У підсумку:

$$\Delta = 2d n_2 \cos \beta + \frac{\lambda}{2} = 2d \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2}.$$

У випадку відбитого світла, якщо:

$$1) \Delta = 2d \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad - \text{ умова максимуму інтенсивності,}$$

$$2) \Delta = 2d \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2} = (2m+1) \frac{\lambda}{2} \quad - \text{ умова мінімуму інтенсивності,}$$

У прохідному світлі картина є доповняльною.

На основі обмежень, які накладаються умовами просторової та часової когерентності, інтерференція променів буде спостерігатися при товщині плівки порядку **кількох сотих міліметра**.

4) Кільця Ньютона

Інтерференційні смуги, які виникають від місць плівки (клина), які мають однакову товщину, називаються смугами рівної товщини. Кільця Ньютона є прикладом такої інтерференційної картини. Роль плівки, від якої відбувається відбивання, відіграє повітряний прошарок зі змінною товщиною h між лінзою (з радіусом кривизни R) та скляною пластинкою (див. рисунок).

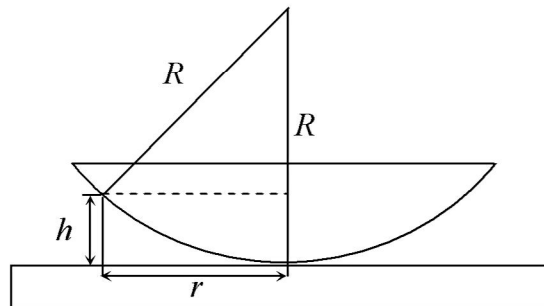


Рисунок 2.6

$$\begin{aligned} R^2 &= (R-h)^2 + r^2 = R^2 - 2Rh + h^2 + r^2 \approx \\ &\approx R^2 - 2Rh + r^2, \\ 2Rh &= r^2 \\ 2h &= \frac{r^2}{R} \end{aligned}$$

Оскільки при відбиванні від поверхні скла виникає додаткова різниця фаз π , то треба врахувати втрату півхвилі, тому **оптична різниця ходу**:

$$\Delta = 2h + \frac{\lambda}{2} = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2}.$$

Таким чином, у випадку відбитого світла:

$$r_m^{(\max)} = \sqrt{(2m-1)R \frac{\lambda}{2}} - \text{радіус } m\text{-того світлого кільця } (m = 1, 2, 3, \dots),$$

$$r_m^{(\min)} = \sqrt{mR\lambda} - \text{радіус } m\text{-того темного кільця } (m = 0, 1, 2, \dots).$$

Для відбитого світла у місці дотику лінзи до пластини – темна пляма. У випадку прохідного світла інтерференційна картина доповняльна – тобто максимумам інтенсивності у прохідному світлі відповідають мінімуми для відбитого і навпаки.

Якщо заповнити проміжок між пластинкою та лінзою середовищем з показником заломлення $n > 1$, то зміниться оптична різниця ходу:

$$\Delta = 2hm + \frac{\lambda}{2} = \frac{r^2}{R}n + \frac{\lambda}{2}.$$

Таким чином, у випадку відбитого світла:

$$r_m^{(\max)} = \sqrt{\frac{1}{n}(2m-1)R \frac{\lambda}{2}} - \text{радіус } m\text{-того світлого кільця } (m = 1, 2, 3, \dots),$$

$$r_m^{(\min)} = \sqrt{\frac{mR\lambda}{n}} - \text{радіус } m\text{-того темного кільця } (m = 0, 1, 2, \dots).$$

Отже, радіуси світлих та темних кілець зменшаться.

При освітленні монохроматичним світлом кільця Ньютона мають вигляд системи темних та світлих кілець, причому у випадку відбитого світла у місці дотику лінзи до пластини – темна пляма. У випадку прохідного світла інтерференційна картина доповняльна – тобто максимумам інтенсивності у прохідному світлі відповідають мінімуми і навпаки.

При освітленні білим світлом отримується сукупність зміщених одна відносно одної інтерференційних смуг, обумовлених хвилями з різними довжинами, тому інтерференційна картина має райдужне забарвлення.

5) Застосування інтерференції. Просвітлення оптики (ефект Смакули).

Важливим застосуванням явища інтерференції є спосіб усунення відбитих променів у оптичних пристроях – просвітлення оптики.

На оптичну поверхню наноситься тонка плівка з показником заломлення $n_{пл} < n_{ск}$, товщина якої підбирається так, щоб отримувався інтерференційний мінімум при відбиванні світла з потрібною довжиною хвилі (наприклад, око найбільш чутливе до випромінювання на довжині хвилі $\lambda = 555 \text{ нм}$).

$$n_{пл} = \sqrt{n_{ск}n_0} - \text{формула Смакули}$$

Скло - баритовий флінт БФ-1 ($n=1,53$). В якості матеріалу для покриття використовують вілліолент NaF ($n=1,33$), кріоліт Na_3AlF_6 ($n=1,35$), фторид барію BaF_2 ($n=1,38$).

Умова інтерференційного мінімуму при відбиванні:

$$2d n_{пл} \cos \beta = (2m+1) \frac{\lambda}{2}.$$

Оскільки $\beta \approx 0$ і $\cos \beta \approx 1$, то умова на товщину плівки:

$$d = N \frac{\lambda}{4n_{пл}}, \quad N=1, 3, 5, \dots$$

Лекція 3. Дифракція світла

Базові питання теми: Дифракція світла. Принцип Гюйгенса-Френеля. Метод зон Френеля. Дифракція світла на щілині. Лінійна дифракційна ґратка.

1) Дифракція світла.

При проходженні світла через вузькі щілини, отвори тощо спостерігається порушення закону прямолінійного поширення світла. **Дифракція** – це явище огинання хвилями перешкод та проникнення світла в область геометричної тіні. Дифракція спостерігається при поширенні світла в середовищі з різкими неоднорідностями. При цьому в розподілі інтенсивності за перешкодою спостерігаються світлі та темні смуги, а вигляд картини визначається формою та розмірами перешкоди.

Спостереження дифракції можна реалізувати у таких умовах: на шляху світла, яке поширюється від деякого джерела, розміщують непрозору перешкоду, яка закриває частину хвильової поверхні світлової хвилі. За перешкодою розташовують екран, на якому спостерігають дифракційну картину у вигляді світлих і темних смуг, кілець, плям, що чергуються (одноколірних, у випадку монохроматичного світла, або райдужних, у випадку білого світла; вигляд дифракційної картини залежить від форми та розмірів перешкоди).

Якщо джерело світла та точка спостереження розташовані достатньо далеко від перешкоди, тобто можна вважати, що **промені**, які падають на перешкоду, є **паралельними** (фронт хвилі є плоским) – має місце **дифракція Фраунгофера** (дифракція у паралельних променях).

Якщо дифракційна картина спостерігається для **випадку розбіжних променів** (фронт світлової хвилі при цьому має сферичну форму) – має місце **дифракція Френеля**.

Критерій виразного спостереження дифракції:

$$\frac{b^2}{\lambda l} \begin{cases} \ll 1 - \text{спостерігається дифракція Фраунгофера;} \\ \approx 1 - \text{спостерігається дифракція Френеля;} \\ \gg 1 - \text{виконуються закони геометричної оптики.} \end{cases}$$

Тут b – розмір перешкоди, λ – довжина світлової хвилі, l – відстань від перешкоди до екрану спостереження.

2) Принцип Гюйгенса-Френеля. Метод зон Френеля.

Інтерференція та дифракція мають спільну фізичну природу. Суть обох явищ полягає у перерозподілі світлового потоку в результаті накладання когерентних хвиль. Якщо світлові хвилі збуджуються скінченим числом дискретних (просторово розділених) когерентних джерел, то явище називається інтерференцією, якщо ж світлові хвилі збуджуються когерентними джерелами, розміщеними неперервно, то спостерігається дифракція.

Пояснення явища дифракції та наближений розрахунок інтенсивностей дифракційних максимумів та мінімумів можливий на основі **принципу Гюйгенса-Френеля**:

Кожен елемент хвильової поверхні є джерелом вторинної сферичної хвилі, амплітуда якої пропорційна до величини площі елемента; фронт хвилі в будь-який момент часу є результатом інтерференції вторинних когерентних хвиль (обвідною фронтів вторинних хвиль).

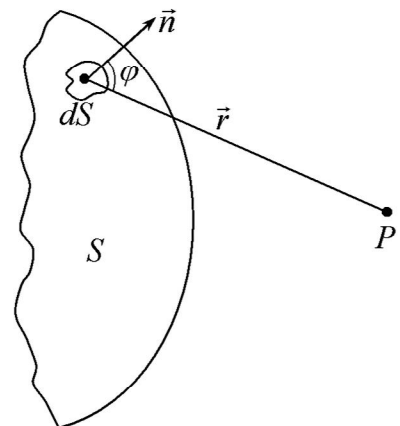


Рисунок 3.1

Нехай S – хвильова поверхня світлової хвилі, котра поширюється від деякого джерела. Кожен елемент dS поверхні випромінює (див. рис. 3.1) вторинну сферичну хвилю, амплітуда якої зменшується обернено пропорційно до відстані до точки спостереження:

$$dE = K(\varphi) \frac{a_0 dS}{r} \cos(\omega t - kr),$$

тут a_0 – амплітуда світлового коливання в місці розташування елемента dS , ω – кутова (циклічна) частота коливань, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – кутове хвильове число, r – відстань від елемента поверхні dS до точки спостереження.

$K(\varphi)$ – деякий коефіцієнт, який описує залежність величини інтенсивності вторинних хвиль від напрямку поширення (якщо кут φ між нормаллю \vec{n} до dS та радіусом-вектором \vec{r} на точку спостереження зростає, то $K(\varphi)$ зменшується, причому $K=0$ при $\varphi = \frac{\pi}{2}$).

Результуюче коливання в т. P буде суперпозицією полів від усіх елементарних ділянок:

$$E = \int_S K(\varphi) \frac{a_0}{r} \cos(\omega t - kr) dS = \int_S K(\varphi) \frac{a_0}{r} e^{i(\omega t - kr)} dS,$$

(тут використано відоме представлення гармонічної функції через експоненціальну функцію комплексного аргументу, $i = \sqrt{-1}$; мається на увазі дійсна частина цього виразу).

В додаток до принципу Гюйгенса-Френеля при розрахунку амплітуди результуючого світлового коливання доцільно використовувати **метод зон Френеля**: *випромінювання реального джерела підміняється (див. рис. 3.2) світловим полем допоміжної хвильової поверхні, яка розбивається на скінченне число зон, які випромінюють вторинні світлові хвилі, причому різниця ходу світлових хвиль від країв сусідніх зон становить $\lambda/2$.*

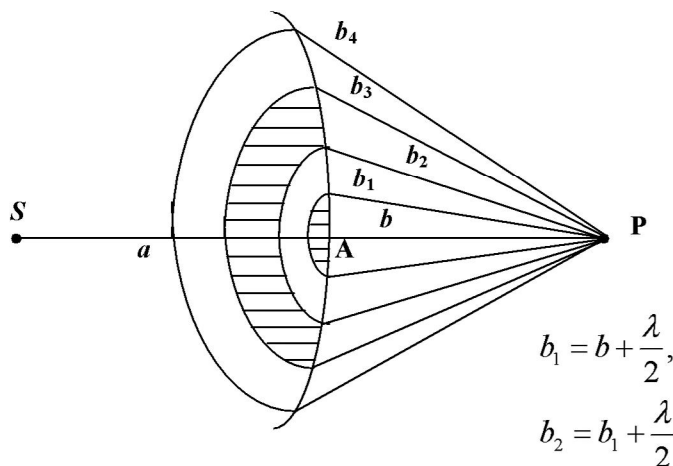


Рисунок 3.2

Світлова дія сусідніх зон взаємно гаситься, оскільки світлові хвилі від цих зон приходять у протифазі.

Для не дуже великих за номером зон площі є приблизно однакові:

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi ab\lambda}{a+b} \text{ - площа } m\text{-тої зони Френеля,}$$

a – радіус хвильової поверхні,

b – відстань від вершини хвильової поверхні до точки спостереження.

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda} \text{ - радіус } m\text{-тої зони Френеля.}$$

Якщо $a = b = 1 \text{ м}$, $\lambda = 500 \text{ нм}$, то $r_1 = 0,5 \text{ мм}$.

Оскільки відстань $b_m = b + m \frac{\lambda}{2}$ від m -тої зони до точки спостереження, а також кут спостереження φ зростають, то амплітуда A_m зменшується:

$$A_1 > A_2 > \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1} > \dots$$

$$A_{\text{рез}} = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$$

Якщо перешкода залишає відкритою парну кількість зон Френеля – спостерігається мінімум інтенсивності, якщо непарну – максимум інтенсивності.

$$A_{\text{рез}} = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots,$$

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2},$$

$$A_{\text{рез}} \approx \frac{A_1}{2}.$$

3) Дифракція світла на щілині.

В якості прикладу розглянемо дифракцію плоскої хвилі (дифракцію Фраунгофера) на отворі у формі щілини, довжина якої набагато більша від її ширини (див. рис. 3.3).

Розіб'ємо відкриту частину хвильової поверхні на паралельні до країв щілини елементарні зони шириною dx .

Різниця ходу між хвилями, що випромінюються елементарними зонами з координатами 0 (середина щілини т. О) та x становитиме $\Delta = x \sin \varphi$, а відповідна різниця фаз

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi.$$

Амплітуда результуючого коливання є залежною від кута спостереження φ :

$$A_{\varphi} = A_0 \frac{\sin \left(\pi b \frac{\sin \varphi}{\lambda} \right)}{\pi b \frac{\sin \varphi}{\lambda}}.$$

Для точки, що лежить навпроти центра лінзи $A_{\varphi=0} = A_0$.

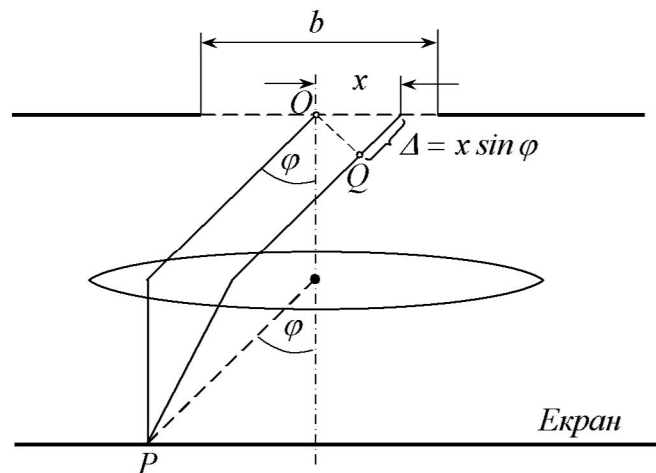


Рисунок 3.3

Оскільки інтенсивність світла I пропорційна до квадрата амплітуди, то маємо:

$$I_{\varphi} = I_0 \left[\frac{\sin \left(\pi b \frac{\sin \varphi}{\lambda} \right)}{\pi b \frac{\sin \varphi}{\lambda}} \right]^2,$$

тут I_0 – інтенсивність на середині дифракційної картини (див. рис. 3.4).

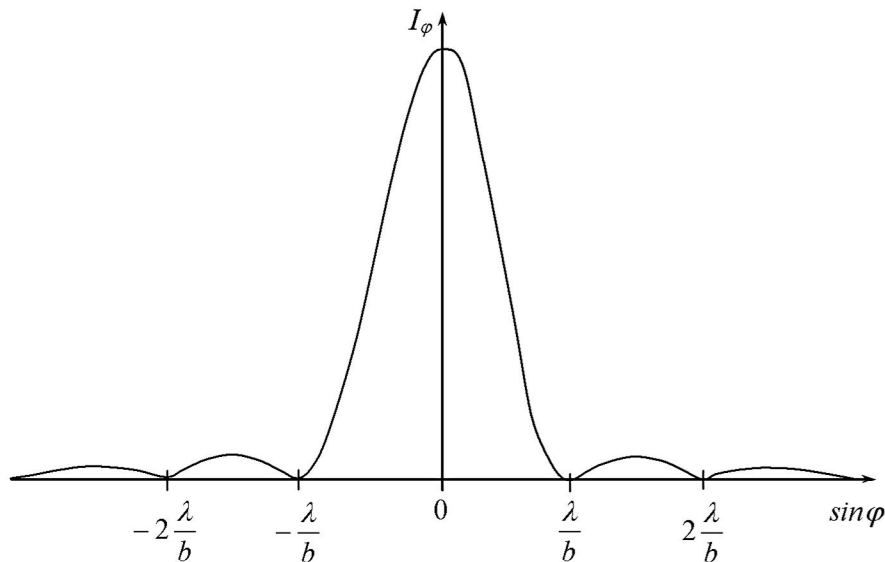


Рисунок 3.4

Кількість мінімумів інтенсивності визначається співвідношенням ширини щілини до довжини хвилі.

Положення мінімумів визначається умовою: $b \sin \varphi = \pm m \lambda$.

Положення максимумів визначається умовою: $b \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$.

Між мінімумами інтенсивності знаходяться максимуми, інтенсивність яких швидко зменшується із зростанням порядку дифракції.

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 : \dots = 1 : \left(\frac{2}{3\pi}\right)^2 : \left(\frac{2}{5\pi}\right)^2 : \left(\frac{2}{7\pi}\right)^2 : \dots = 1 : 0,045 : 0,016 : 0,008 : \dots$$

Таким чином, центральний максимум значно переважає по інтенсивності всі інші максимуми, на нього припадає основна доля світлового потоку, що проходить через щілину.

4) Лінійна дифракційна ґратка.

Найзручніше в лабораторних умовах спостерігати дифракцію світла за допомогою **дифракційної ґратки** - системи багатьох паралельних вузьких щілин, розміщених на однаковій відстані одна від одної.

Дифракційні ґратки бувають прозорі і відбивальні. Прозорі дифракційні ґратки виготовляють зі скляних або кварцевих пластинок, на поверхню яких алмазним різцем наносять ряд паралельних штрихів. Місця, в яких проведено риски, розсіюють світло і є непрозорими. Прозорі місця є вузькими дифракційними щілинами. Відбивальні ґратки наносяться алмазним різцем на поверхню металічного дзеркала.

$$d = \frac{1}{N_0} \text{ - стала дифракційної ґратки,}$$

де N_0 – число штрихів на одиницю довжини.

Кращі дифракційні ґратки мають декілька сотень (навіть тисяч) щілин на 1 мм.

$$d = \frac{l}{N}$$

тут l – довжина ґратки, N – загальна кількість щілин на ґратці.

Недорогі копії ґраток отримують шляхом виготовлення відбитків (реплік) на прозорому пластику. Дифракційні ґратки з незначним числом штрихів виготовляють фотографічним способом.

Кожна щілина ґратки дає дифракційну картину, причому вони накладаються – інтенсивність збільшується у N^2 разів. **Необхідно брати до уваги когерентність та інтерференцію хвиль, що породжується різними щілинами.**

Нехай монохроматичне світло з довжиною хвилі λ падає на ґратку нормально до поверхні. З трикутника ABC видно, що різниця ходу $\Delta = BC$ когерентних променів від сусідніх щілин (b – ширина прозорої щілини, a – ширина непрозорого штриха):

$$\Delta = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi$$

Умова спостереження головних дифракційних максимумів:

$$d \sin \varphi = k\lambda \quad \text{– формула дифракційної ґратки}$$

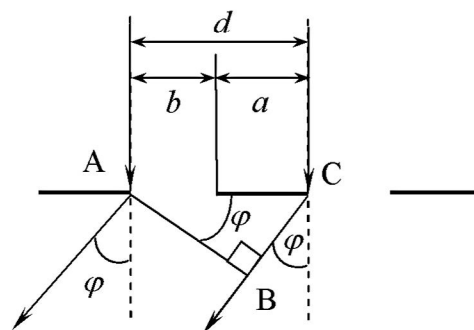


Рисунок 3.5

де $k=0,1,2,\dots$ – порядок або номер дифракційного максимуму.

$$b \sin \varphi = m\lambda \quad \text{– умова на головні мінімуми}$$

$$d \sin \varphi = \frac{k'}{N} \lambda = \left(k + \frac{n}{N}\right) \lambda \quad \text{– умова на додаткові мінімуми,}$$

k' набуває всі цілочисельні значення, крім $0, N, 2N, \dots$

Дифракційна картина має вигляд сукупності максимумів у вигляді вузьких світлих плям, які розміщені симетрично відносно нульового максимуму, розділених широкими темними проміжками.

У порівнянні з картиною розподілу інтенсивності для однієї щілини у випадку ґратки висота максимумів зростає (оскільки зростає кількість пропущеного ґраткою світла), а їх ширина звужується (оскільки з'являються додаткові мінімуми).

- При $k=0$ $\sin \varphi = 0$ і на екрані спостерігається нульовий дифракційний максимум.
- При $k=\pm 1, \pm 2, \dots$ по обидві сторони від нього спостерігаються симетрично розміщені максимуми вищих порядків (див. рис. 3.6).

Найбільший порядок дифракційного максимуму k_{\max} отримаємо при умові, що кут спостереження $\varphi = \frac{\pi}{2}$, тобто $\sin \varphi = 1$, тому:

$$k_{\max} = \frac{d}{\lambda}$$

Інтенсивність максимумів із зростанням їх порядкових номерів k зменшується. Загальне число K максимумів від ґратки з урахуванням симетрії дифракційної картини і нульового максимуму

$$K = 2k_{\max} + 1.$$

При освітленні дифракційної ґратки білим світлом смуги на екрані, крім нульової, матимуть вигляд спектрів. Це видно з формули $d \sin \varphi = k\lambda$, оскільки при фіксованих величинах d і k кут φ , під яким спостерігається максимум, є функцією довжини хвилі λ .

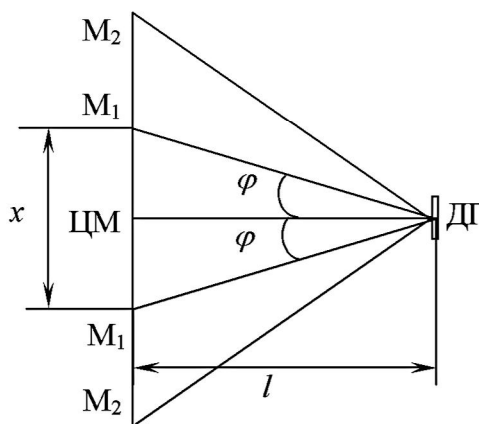


Рисунок 3.6

Дифракційний спектр, на відміну від дисперсійного, має обернений порядок чергування кольорів, тобто в дифракційному спектрі під меншим кутом спостерігається максимум

світла з меншою довжиною хвилі (фіолетовий), а під більшим - максимум світла з більшою довжиною хвилі (червоний).

Дифракційну ґратку, як диспергуючу систему, можна використати у спектральному приладі замість призми. Вона забезпечує кращу роздільність здатність та світлосилу.

Роздільна здатність - це фізична величина, яка характеризує властивість оптичного приладу розділяти дві близькі точки або спектральні лінії; для дифракційної ґратки визначається виразом:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN,$$

де λ - довжина світлової хвилі, $\delta\lambda$ - різниця довжин хвиль двох близьких спектральних ліній, які розділяються, k – порядок дифракційного максимуму, N – загальна кількість щілин (штрихів) дифракційної ґратки.

Лекція 4. Поляризація світла. Дисперсія світла.

Базові питання теми: Природне і поляризоване світло. Закон Малюса. Поляризація світла при відбиванні. Закон Брюстера. Подвійне променезаломлення. Призма Ніколя. Обертання площини поляризації. Дисперсія світла в речовині. Призматичний спектрограф.

1) Природне і поляризоване світло. Закон Малюса.

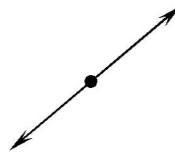
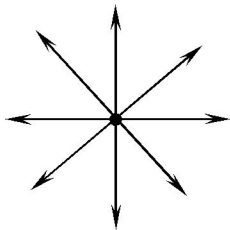
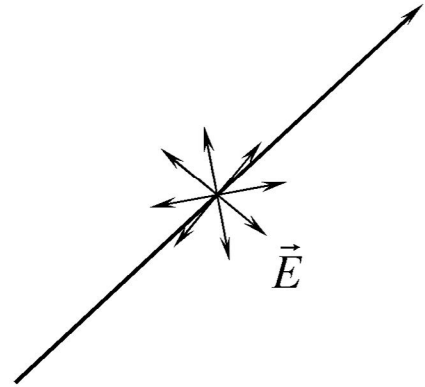
1. В чому різниця між природним і плоскополяризованим світлом?

Поляризація – це явище впорядкування напрямку коливань світлового вектора \vec{E} певним чином.

Природне світло є сукупністю електромагнітних хвиль з усіма можливими напрямками коливань світлового вектора, які безладно змінюють один одного, тобто воно є **неполяризованим**.

Види поляризації

- Плоска поляризація (коливання здійснюються у площині у фіксованому напрямку);
- Колова поляризація (кінець світлового вектора при повертанні навколо напрямку променя описує коло; розрізняють ліву та праву колову поляризацію).
- Еліптична поляризація.



природне неполяризоване світло

плоскополяризоване світло

Рисунок 4.1 Приклади неполяризованого та поляризованого світла

Світловий вектор \vec{E} (вектор напруженості електричного поля) здійснює коливання в так званій **площині коливань**; перпендикулярна до неї площина (в якій коливається вектор напруженості магнітного поля \vec{H}) – **площина поляризації**.

Пристрої за допомогою яких з природного світла отримують поляризоване називаються **поляризаторами**.

Поляризатори без змін пропускають світло, коливання в якому паралельні до їх площини пропускання, та практично повністю затримують світлові коливання в перпендикулярній площині.

а) Розглянемо природне світло (амплітуда хвилі A), яке попадає на поляризатор, причому у довільний момент часу площина коливань світлового вектора утворює певний кут φ з площиною пропускання поляризатора. Тоді:

$$A_{\parallel} = A \cos \varphi - \text{проходить,}$$

$$A_{\perp} = A \sin \varphi - \text{поглинається.}$$

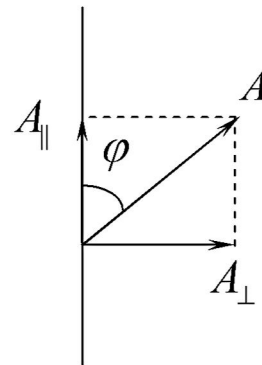


Рисунок 4.2

Інтенсивність світла I пропорційна до квадрату амплітуди:

$$I \sim A^2 \Rightarrow I_{\text{пол}} = I_{\text{пр}} \cos^2 \varphi.$$

Середнє значення $\overline{\cos^2 \varphi} = \frac{1}{2}$, тому

$$I_{\text{пол}} = \frac{I_{\text{пр}}}{2}$$

Інтенсивність поляризованого світла $I_{\text{пол}}$ дорівнює половині інтенсивності природного $I_{\text{пр}}$.

б) Нехай вже поляризоване світло попадає на поляризатор (так-званий аналізатор), тоді $A = A_0 \cos \varphi$.

$$I = I_0 \cos^2 \varphi \quad \text{- закон Малюса}$$

I_0 – інтенсивність падаючого поляризованого світла, I – інтенсивність світла після поляризатора, φ кут, який утворює площина коливань світлового вектора з площиною пропускання поляризатора.

Якщо поляризатор та аналізатор паралельні ($\varphi = 0$ або $\varphi = \pi$), то інтенсивність світла

$I_{\text{max}} = I_0$. Якщо поляризатор і аналізатор перпендикулярні ($\varphi = \frac{\pi}{2}$ або $\varphi = \frac{3\pi}{2}$), то

інтенсивність світла $I_{\text{min}} = 0$. При проміжних кутах інтенсивність має певне значення, яке плавно змінюється при зміні кута φ !

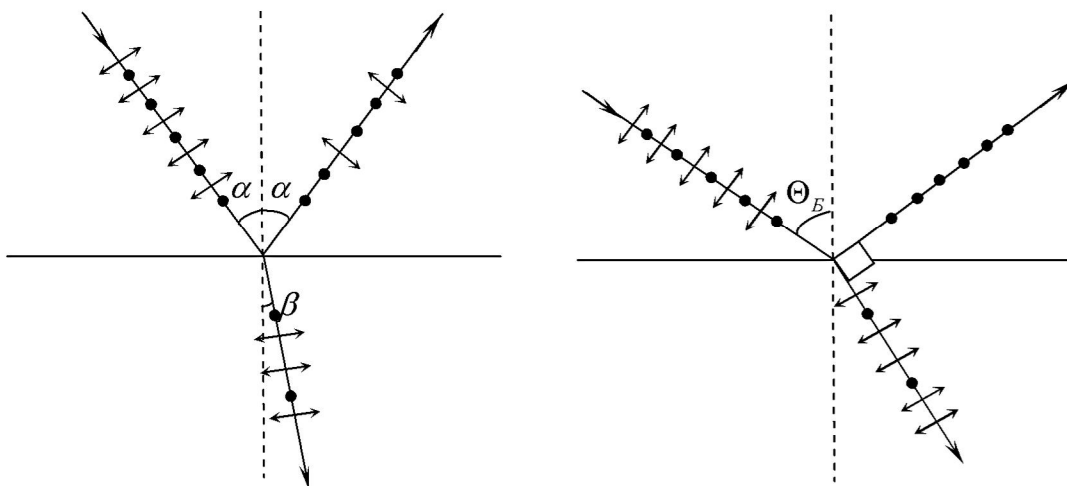
в) Світло, в якому коливання одного напрямку переважають над коливаннями іншого, називається **частково поляризованим**. Його можна розглядати як суміш природного та плоскополяризованого.

Якщо частково поляризоване світло пропустити через поляризатор, то при повертанні пристрою інтенсивність світла буде змінюватися в межах від I_{min} до I_{max} .

$$P = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} \quad \text{- ступінь поляризації.}$$

2) Поляризація світла при відбиванні. Закон Брюстера.

Якщо світло падає на межу двох діелектричних середовищ, то відбитий та заломлений промені є **частково поляризованими**. Ступінь поляризації залежить від кута падіння (див. рис. 4.3), поляризація є плоскою (якщо середовище провідне – поляризація еліптична).



а) Кут падіння α менший за кут Брюстера

б) Падіння під кутом Брюстера

Рисунок 4.3

У відбитому промені домінує поляризація у площині, перпендикулярній до площини падіння. У заломленому промені домінує поляризація у площині падіння.

При певному граничному куті падіння (куті Брюстера) відбитий промінь буде повністю поляризований у площині, перпендикулярній до площини падіння.

$$\boxed{\operatorname{tg} \Theta_B = \frac{n_2}{n_1}} - \text{закон Брюстера.}$$

Заломлений промінь при цьому залишається частково поляризованим. При падінні світла під кутом повної поляризації відбитий та заломлений промені перпендикулярні.

При певному граничному куті падіння (куті Брюстера) вектор напруженості електричного поля \vec{E} у світловій хвилі, відбитій від діелектрика, буде повністю поляризований у площині, перпендикулярній до площини падіння.

3) Подвійне променезаломлення. Призма Ніколя.

Подвійне променезаломлення – це явище, що спостерігається при проходженні світла через деякі кристали (наприклад, ісландський шпат – різновид кальциту, турмалін, кварц тощо) – промінь розділяється на два, що поширюються з різними швидкостями і в різних напрямках. Один з променів – **звичайний** (позначається o), поширюється у згоді із законом заломлення світла, інший промінь є **незвичайним** (позначається e).

У одновісних кристалів є напрям, вздовж якого звичайний та незвичайний промені не розділяються і поширюються з однаковою швидкістю – **оптична вісь кристала**.

Площина, яка проходить через оптичну вісь, називається *головною*.

- **Звичайний та незвичайний промені поляризовані взаємоперпендикулярно.**
- Звичайний промінь поляризований в площині, перпендикулярній до головної площини кристала.
- Незвичайний промінь поляризований в головній площині.

Причиною подвійного променезаломлення є анізотропія оптичних властивостей кристалів.

$$n = \sqrt{\varepsilon}$$

$$\nu_o = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}}} \quad \nu_e = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\parallel}}}$$

У призмі Ніколя використовується подвійне променезаломлення для отримання поляризованого світла.

4) Обертання площини поляризації.

Деякі речовини при проходженні крізь них плоскополяризованого світла повертають площину його поляризації; такі речовини називають **оптично активними** (розчин цукру, винної кислоти, скипидар, кварц тощо).

Для кристалу кут повороту площини поляризації:

$$\boxed{\varphi = k l},$$

k – стала обертання (залежить від довжини хвилі світла),

l – шлях світла у кристалі.

Для розчину кут повороту площини поляризації для монохроматичного світла тим більший, чим більше число активних молекул зустріне на його шляху, тобто чим більша концентрація розчину C і довший шлях l , який проходить світло в активному розчині.

$$\boxed{\varphi = \theta l C},$$

де θ – питома поворотності, тобто кут повороту площини поляризації в розчині при концентрації $C=1$ г/см³ і довжині трубки з розчином в 1 дм (для цукрового розчину $\theta = 66,5^\circ \cdot \text{см}^3 / (\text{дм} \cdot \text{г})$).

Прилади, за допомогою яких визначають кут повороту площини поляризації, називаються **поляриметрами**. Широке розповсюдження дістали напівтіньові поляриметри, які забезпечують досить точний відлік кута повороту площини поляризації. В таких приладах аналізатор поділено на дві половини (див. рис. 4.4), й напрями світлових векторів в них утворюють між собою невеликий кут (рис. а, див. [9], с. 21, рис. 2.1).

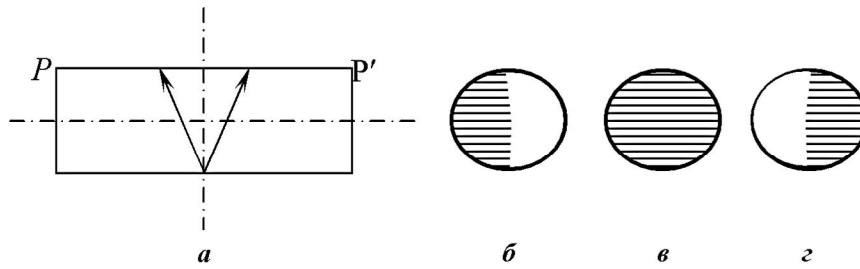


Рисунок 4.4

5) Дисперсія світла в речовині. Призматичний спектрограф.

Якщо світло попадає на скляну призму (див. рис. 4.5), яка характеризується заломлюючим кутом φ , то внаслідок заломлення на гранях промінь відхиляється від свого попереднього напрямку поширення на кут δ .

$$\delta = \gamma + \gamma'.$$

На основі властивостей вертикальних та суміжних кутів можна показати, що:

$$\varphi = \beta_1 + \alpha_2, \quad \gamma = \alpha_1 - \beta_1, \quad \gamma' = \beta_2 - \alpha_2.$$

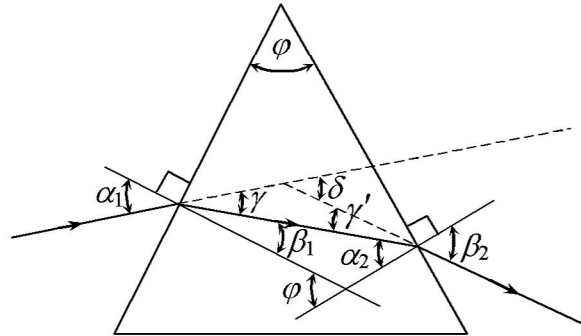


Рисунок 4.5

$$\delta = \left(\frac{n_2 \cos \alpha_1}{n_1 \cos \beta_1} - 1 \right) \varphi - \text{кут відхилення світла призмою}$$

Якщо кути α_1 та β_1 малі та $n_1 \approx 1$ (для повітря), то:

$$\delta = (n - 1)\varphi,$$

де n – показник заломлення матеріалу призми (скла).

Відзначимо, що абсолютний показник заломлення середовища залежить від довжини хвилі світла $n=n(\lambda)$ – має місце явище **дисперсії світла**. При заломленні білого, немонохроматичного світла відбувається його розклад в спектр (наприклад, сонячне світло розкладається в кольори веселки; найбільше заломлюється фіолетовий промінь, найменше – червоний, рис. 4.6). Скляну призму можна використати у спектральному приладі – призматичному спектрокопі. Залежність $n=n(\lambda)$ пов'язується з характером взаємодії світла з речовиною. Дисперсія нормальна в області прозорості, якщо $dn/d\lambda < 0$, в області поглинання $dn/d\lambda > 0$ (дисперсія аномальна).

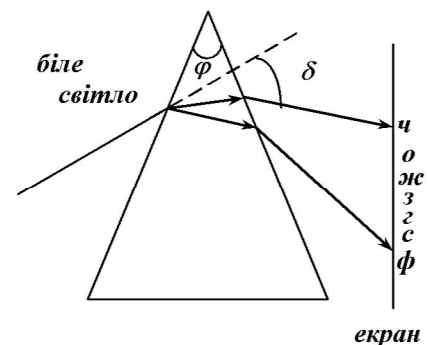


Рисунок 4.6

Лекція 5. Квантова теорія випромінювання.

Базові питання теми: Теплові джерела світла. Закон Кірхгофа. Абсолютно чорне тіло. Закони Стефана-Больцмана і Віна. Розподіл енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла. Квантова гіпотеза і формула Планка. Оптична пірометрія. Енергія, маса та імпульс фотона. Фотоефект, його види, закони та застосування. Корпускулярно-хвильовий дуалізм випромінювання. Тиск світла, його квантове пояснення. Ефект Комптона.

1) Теплові джерела світла. Закон Кірхгофа. Абсолютно чорне тіло.

Випромінювання тілами електромагнітних хвиль за рахунок внутрішньої енергії (енергії теплових рухів атомів, молекул тіла) називається тепловим випромінюванням.

Особливості теплового випромінювання

- Для джерела теплового випромінювання може існувати стан динамічної рівноваги між потоками енергії випромінювання та енергії поглинання.
- Спектр теплового випромінювання неперервний.
- Інтенсивність теплового випромінювання залежить від температури тіла.
- Існує розподіл енергії випромінювання між різними довжинами хвиль, який змінюється з температурою (приклад: зміна кольору свічення розжареного тіла при зміні температури).

Правило Прево: тіла, які більше поглинають, більше випромінюють.

Характеристики теплового випромінювання:

Інтенсивність теплового випромінювання характеризується **інтегральною енергетичною світністю** R_T .

Інтегральна енергетична світність – це фізична величина, яка чисельно дорівнює енергії, що за секунду випромінюється у всіх напрямках на всіх частотах (довжинах хвиль) з одиниці площі поверхні тіла.

Інтегральна енергетична світність залежить від температури тіла.

$$[R_T] = 1 \frac{Bm}{m^2}$$

Кількість енергії, що випромінюється за секунду з одиниці площі поверхні тіла в інтервалі довжин хвиль від λ до $\lambda + d\lambda$ (в інтервалі частот від ν до $\nu + d\nu$), називається спектральною енергетичною світністю (випромінювальною здатністю) $R_{\lambda,T}$

(або $R_{\nu,T}$):

$$R_{\nu,T} = R_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c}$$

Між інтегральною та спектральною енергетичними світностями існує зв'язок:

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\lambda,T} d\lambda = \int_0^{\infty} R_{\nu,T} d\nu$$

Спектральний коефіцієнт поглинання (спектральна поглинальна здатність) визначається відношенням поглинутого до падаючого потоку випромінювання:

$$A_{\nu,T} = \frac{\Phi_{\nu}^{погл}}{\Phi_{\nu}^{пад}}$$

Якщо $A_{\nu,T} = 1$, то тіло поглинає всю енергію, яка на нього падає.

Абсолютно чорним називають тіло, яке повністю поглинає випромінювання на всіх довжинах хвиль (на всіх частотах).

В природі не існує абсолютно чорних тіл; за своїми поглинаючими властивостями в інтервалі видимих довжин хвиль сажа є близькою до абсолютно чорного тіла (АЧТ).

Сіре тіло має спектральний коефіцієнт поглинання, який менший за одиницю, однаковий для всіх частот та залежить тільки від температури, матеріалу та стану поверхні тіла.

$$A_{\nu,T}^c = A_T < 1.$$

Закон Кірхгофа для теплових джерел випромінювання.

Відношення спектральної енергетичної світності тіла до його спектрального коефіцієнта поглинання не залежить від природи тіла і дорівнює енергетичній світності абсолютно чорного тіла.

$$\left(\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} \right)_1 = \left(\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} \right)_2 = \dots = r_{\nu,T},$$

де $r_{\nu,T}$ – спектральна енергетична світність абсолютно чорного тіла.

2) **Закони Стефана-Больцмана і Віна.**

Закон Стефана-Больцмана.

Інтегральна енергетична світність абсолютно чорного тіла прямо пропорційна до четвертого степеня його абсолютної температури.

$$R_T = \sigma T^4,$$

тут $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{Вт}{м^2 K^4}$ – стала Стефана-Больцмана.

При збільшенні температури інтегральна енергетична світність зростає.

Закон зміщення Віна (перший закон Віна).

Довжина хвилі, на яку припадає максимальне значення спектральної енергетичної світності $r_{\lambda,T}$ абсолютно чорного тіла, обернено пропорційна до абсолютної температури:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T},$$

$b = 2,9 \cdot 10^{-3} м \cdot K$ – стала Віна.

При збільшенні температури максимум спектральної енергетичної світності АЧТ зсувається в короткохвильову область спектру (див. рис. 5.1).

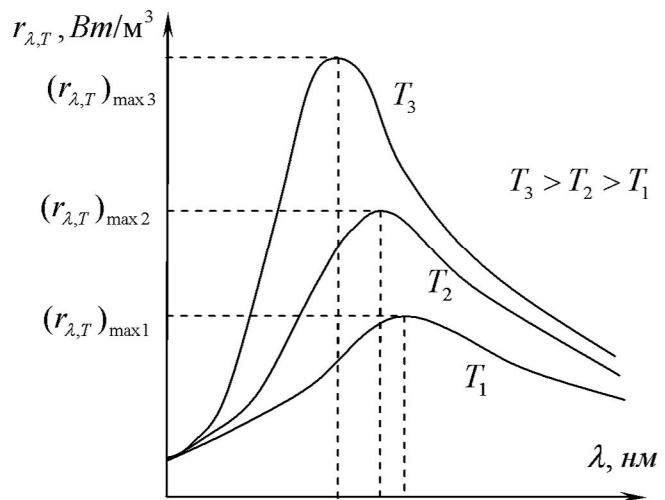


Рисунок 5.1

Другий закон Віна.

Максимальне значення спектральної енергетичної світності $(r_{\lambda,T})_{\max}$ АЧТ пропорційне до п'ятого степеня абсолютної температури (див. рис. 5.1).

$$(r_{\lambda,T})_{\max} = CT^5,$$

стала $C = 1,29 \cdot 10^{-5} \frac{Вт}{м^3 K^5}$.

Спектральну енергетичну світність будь-якого тіла можна подати у вигляді $\alpha_T \cdot r_{\lambda,T}$, при цьому величину α_T називають **ступенем чорноти**. Ступінь чорноти визначається відношенням енергії випромінювання даного тіла до енергії випромінювання абсолютно чорного тіла при тій самій температурі і є додатною величиною, меншою від одиниці (для АЧТ $\alpha_T = 1$). Тоді закон Стефана-Больцмана для довільного тіла можна подати у вигляді:

$$R_T = \alpha_T \sigma T^4.$$

3) Розподіл енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла. Квантова гіпотеза і формула Планка.

У класичній фізиці пояснення особливостей спектру випромінювання АЧТ базується на теорії випромінювання системи незалежних гармонічних осциляторів (як моделі АЧТ).

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \varepsilon \rangle = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} k_B T \quad \text{- формула Релея-Джинса}$$

$$R_T = \int_0^\infty R_{\lambda,T} d\lambda = \int_0^\infty R_{\nu,T} d\nu \rightarrow \infty \quad \text{ультрафіолетова катастрофа!}$$

Формула Релея-Джинса узгоджується з експериментом лише при великих довжинах хвиль (малих частотах).

Отримати правильний вираз для спектральної енергетичної світності вдалося німецькому фізику Макс Планку (1900 р.). Суть гіпотези Планка: атомні гармонічні осцилятори випромінюють енергію не неперервно, а певними порціями – **квантами**. Енергія кванта електромагнітного випромінювання пропорційна до його частоти.

$$\varepsilon = h\nu,$$

тут $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с - стала Планка.

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/(k_B T)} - 1}$$

Формула Планка для спектральної енергетичної світності адекватно описує результати експерименту у всьому спектральному діапазоні (при малих частотах узгоджується з формулою Релея-Джинса).

Отримаємо на основі формули Планка закон Стефана-Больцмана:

$$R_T = \int_0^\infty r_{\nu,T} d\nu = \int_0^\infty \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/(k_B T)} - 1} d\nu = \int_0^\infty \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{d\nu}{e^{h\nu/(k_B T)} - 1}.$$

Введемо безрозмірну змінну $x = h\nu/(k_B T)$, тоді $dx = h d\nu/(k_B T)$, $d\nu = k_B T dx/h$. Тоді маємо:

$$R_T = \frac{2\pi k_B^4}{c^2 h^3} T^4 \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \sigma T^4,$$

де $\sigma = \frac{2\pi k_B^4}{c^2 h^3} \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15 c^2 h^3}$, оскільки $\int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}$. Підстановка констант k_B, c, h у вираз

для σ дає значення сталої Стефана-Больцмана, яке добре узгоджується з експериментом.

4) Оптична пірометрія.

Методи визначення температури розжарення тіл, які базуються на законах теплового випромінювання, носять назву методів оптичної пірометрії. Прилади, які застосовуються в оптичній пірометрії, називають пірометрами випромінювання. В залежності від того, який закон теплового випромінювання використовується, розрізняють радіаційну, колірну та яскравісну температури. Радіаційний пірометр дає змогу вимірювати температуру за інтегральним (на всіх довжинах хвиль) випромінюванням тіла. Наприклад, для вимірювання температури розжареної нитки використовують оптичний пірометр зі зникаючою ниткою. Розжарення еталонної нитки підбирається таким чином, щоб її зображення на фоні розжареного тіла зникало. Використовуючи проградуйований в одиницях температури вольтметр можна визначити температуру.

5) Енергія, маса та імпульс фотона.

Згідно з квантовою теорією (А. Ейнштейн, 1905 р.), світло можна розглядати як потік квантів електромагнітного випромінювання - **фотонів** з енергією

$$\varepsilon_{\phi} = h\nu.$$

Світло не тільки випускається, але й поширюється у просторі та поглинається речовиною у вигляді квантів (дискретних порцій енергії).

Будь-яка зміна енергії системи пов'язана зі зміною її маси $\Delta E = \Delta mc^2$, тому при випромінюванні чи поглинанні фотона:

$$m_{\phi} c^2 = h\nu$$

$$m_{\phi} = \frac{h\nu}{c^2} - \text{маса фотона.}$$

Маса спокою фотона дорівнює нулю. Фотон завжди рухається зі швидкістю світла.

$$\vec{p}_{\phi} = \frac{\vec{h\nu}}{c} - \text{імпульс фотона.}$$

6) Фотоефект, його види, закони та застосування.

Фотоефект є проявом корпускулярної природи світла при його взаємодії з речовиною і пояснюється в квантовій теорії випромінювання.

- **Зовнішній фотоефект (фотоелектронна емісія)** – це явище випускання електронів речовиною під дією світла.

- При освітленні напівпровідника спостерігається **внутрішній фотоефект**, який полягає у переході носіїв заряду зі зв'язаного стану у вільний без виходу за межі зразка, іншими словами відбувається генерація вільних носіїв заряду. У випадку зовнішнього фотоефекту має місце випускання електронів речовиною під дією світла, тобто носії залишають зразок.

- При освітленні контакту двох різних напівпровідників *n*- і *p*-типу або напівпровідника і металу в зоні контакту виникає електрорушійна сила. Механізм цього явища наступний: фотони вибивають електрони з атомів *n*-напівпровідника, які проходять через контактний шар у пропускну напрямку. Таким чином у *n*-напівпровіднику створюється нестача електронів, а у *p*-напівпровіднику – їх надлишок, тобто виникає приконтатна різниця потенціалів - **фото-ЕРС** - має місце **вентильний (запірний) фотоефект**. Під впливом освітлення фотоелементи із запірним шаром генерують у колі електричний струм без прикладення зовнішньої напруги, тобто відбувається безпосереднє перетворення енергії світла в електричну енергію.

Механізм пояснення зовнішнього фотоефекту (запропонований А. Ейнштейном): *фотон поглинається одним з електронів речовини і передає йому свою енергію.*

- Частина енергії фотона витрачається електроном на виконання роботи виходу *A*, яку електрон повинен здійснити проти сил електростатичного притягання з боку іонів речовини.
- Робота виходу дорівнює мінімальній енергії, отримавши яку електрон може вилетіти з речовини. Якщо $\varepsilon = A$, то починається фотоефект.
- Якщо $\varepsilon < A$, то фотоефект не відбувається (енергія, передана фотоном електрону, недостатня для його виривання з поверхні тіла).

Енергетичний баланс фотоефекту описується **рівнянням Ейнштейна**:

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2},$$

де $h\nu$ - енергія світлового кванта (фотона),
A - робота виходу електрона з речовини,

$\frac{mv_{\max}^2}{2}$ - максимальна кінетична енергія фотоелектрона,

m – маса електрона, v_{\max} – максимальна швидкість фотоелектрона.

Закони зовнішнього фотоефекту, відкриті експериментально (О.Г.Столетов, 1887-1889 р.р., Леннард і Томсон, 1898 р.):

1) При фіксованій частоті світла кількість фотоелектронів, вирваних з катода за одиницю часу, пропорційна до інтенсивності світла (фотострум насичення I_n пропорційний до величини падаючого світлового потоку Φ);

2) Максимальна кінетична енергія фотоелектронів не залежить від інтенсивності світла і визначається його частотою ν , а саме лінійно збільшується зі зростанням частоти світла;

3) Для кожної речовини існує мінімальна частота ν_0 (так звана червона межа або поріг фотоефекту), при якій ще можливий зовнішній фотоефект.

Залежність фотоструму I від напруги U між анодом і катодом при постійній освітленості фотоелемента називають **вольт-амперною характеристикою** фотоелемента (див. рис. 5.2).

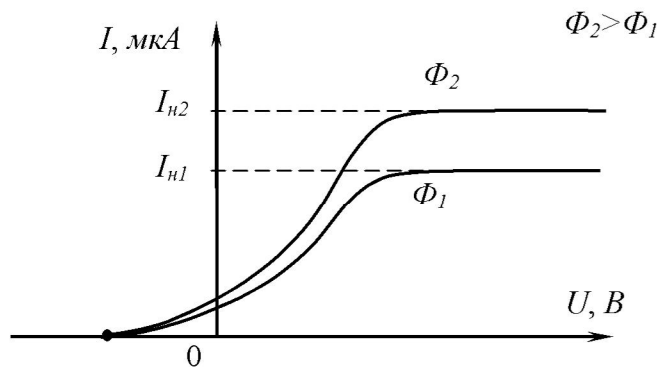


Рисунок 5.2

Частота ν_0 (або довжина хвилі λ_0) фотона, енергія якого дорівнює роботі виходу, тобто **червона межа фотоефекту** (або поріг фотоефекту) визначається з умови:

$$A = h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0}$$

При $\nu < \nu_0$ зовнішній фотоефект не відбувається.

Для того, щоб фотострум став рівним нулю, між фотокатодом та анодом треба прикласти **затримуючу напругу** U_z .

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = eU_z,$$

де e – елементарний заряд (заряд електрона).

Прилади, дія яких ґрунтується на явищі фотоелектричного ефекту, називаються фотоелементами. Найпростіший тип вакуумного фотоелемента представлений на рисунку 5.3. Це вакуумований скляний балон, одна половина якого покрита зсередини металом, що служить фотокатодом К. Анод А роблять у вигляді кільця. Між анодом і катодом за допомогою батареї створюється різниця потенціалів. При неосвітленому катоді струм в колі фотоелемента відсутній.

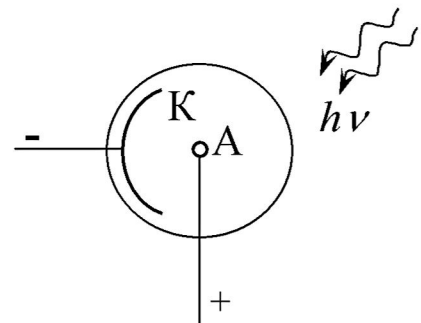


Рисунок 5.3

Вакуумні фотоеlementи застосовують в якості датчиків випромінювання (для видимого світла та інфрачервоного випромінювання – катод на основі оксиду цезію, для

ультрафіолетового – на основі сурми та цезію). Оскільки такі фотоелементи безінерційні та для них спостерігається строга пропорційність фотоструму до інтенсивності випромінювання, то їх можна використовувати у фотометрії. Важливою характеристикою фотоелементів є чутливість γ – фізична величина, яка чисельно дорівнює зміні фотоструму при зміні світлового потоку на одиницю (вимірюється в $A/лм$):

$$\gamma = \frac{i}{\Phi}.$$

Чутливість фотоелемента до білого світла називають інтегральною, до монохроматичного – спектральною. Інтегральна чутливість вакуумних фотоелементів не перевищує 150 мкА/лм (у випадку газонаповнених фотоелементів чутливість зростає до 1 мкА/лм , однак збільшується інерційність). Головною проблемою вакуумних фотоелементів є невеликі значення сили фотоструму, однак цей недолік можна усунути у фотопомножувачах (де використовується явище вторинної електронної емісії), які забезпечують підсилення струму та чутливість навіть до 10 мкА/лм .

7) *Тиск світла, його квантове пояснення. Ефект Комптона. Корпускулярно-хвильовий дуалізм випромінювання.*

Оскільки фотони мають імпульс, то світло при попаданні на тіло чинить тиск. Якщо за одиницю часу на одиницю площі поверхні тіла з коефіцієнтом відбивання ρ попадає N фотонів, то ρN з них відіб'ється, а $(1 - \rho)N$ поглинеться.

Кожен поглинутий фотон передає поверхні імпульс $\frac{h\nu}{c}$, а кожен відбитий – імпульс $\frac{2h\nu}{c}$.

Тоді:

$$p = \frac{2h\nu}{tSc} N\rho + \frac{h\nu}{tSc} N(1 - \rho) = \frac{N h\nu}{tSc} (1 + \rho)$$

$$p = \frac{E}{c} (1 + \rho) \text{ - тиск світла}$$

Ефект Комптона спостерігається при розсіюванні монохроматичного X -випромінювання на речовинах з легкими атомами (*парафін, бор* тощо) – у розсіяному потоці (θ - кут розсіювання), поряд з випромінюванням вихідної довжини хвилі λ спостерігається випромінювання з довжиною хвилі λ' .

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos\theta)$$

$$\Delta\lambda = 2\lambda_K \sin^2 \frac{\theta}{2},$$

$$\lambda_K = \frac{h}{m_0 c} = 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ м - комптонівська довжина хвилі.}$$

Ефект Комптона – результат взаємодії фотонів з електронами речовини.

При зіткненні фотона та електрона виконуються закони збереження енергії та імпульсу:

$$\varepsilon + W_0 = \varepsilon' + W,$$

$$\vec{P}_\phi = \vec{P}'_\phi + \vec{P}_e.$$

Можна показати, що:

$$h\nu + m_0 c^2 = h\nu' + mc^2,$$

$$(mv)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2\nu\nu'}{c^2} \cos\theta.$$

У підсумку:

$$\boxed{\frac{1}{\varepsilon'} - \frac{1}{\varepsilon} = \frac{1 - \cos\theta}{m_0 c^2}} - \text{ зв'язок між енергіями падаючого та розсіяного фотона.}$$

Таким чином, спостереження хвильових явищ (інтерференції, дифракції, поляризації, дисперсії тощо) та квантових ефектів дії випромінювання (тиску світла, ефекту Комптона, поглинання енергії речовиною, короткохвильової межа гальмівного X -випромінювання тощо) вказує на те, світло є складним фізичним явищем: в одних випадках воно поводить себе як **електромагнітна хвиля** (видиме світло – область спектру електромагнітних хвиль в інтервалі $390 \div 760 \text{ нм}$), а в інших – як **потік частинок (фотонів)**, тобто світлу (як і випромінюванню загалом) притаманна **дуальність** (подвійність) природи та властивостей - **корпускулярно-хвильовий дуалізм**. Важливо відзначити, що з ростом частоти ν (зменшенням довжини хвилі λ) краще проявляються ефекти квантування (наприклад X -кванти та γ -кванти). Натомість зі зменшенням частоти (збільшенням довжини хвилі) краще проявляються ознаки хвилі, наприклад для світла, інфрачервоного випромінювання та радіохвиль.

Лекція 6. Елементи квантової механіки.

Базові питання теми: *Формула де Бройля. Хвильова функція та її статистичний зміст. Співвідношення невизначеностей. Рівняння Шредингера. Електрон у потенціальній ямі. Тунельний ефект. Квантовий гармонічний осцилятор.*

1) *Формула де Бройля. Хвильова функція та її статистичний зміст.*

За гіпотезою де Бройля всім мікрочастинкам слід приписати хвильові властивості.

Довжина хвилі де Бройля задається співвідношенням

$$\lambda_B = \frac{h}{p},$$

p – імпульс мікрочастинки.

Хвилі де Бройля не є електромагнітними, вони мають специфічну квантову природу, що не має аналогів у класичній фізиці.

Підтвердження хвильових характеристик електрона (як і інших мікрочастинок) ставить задачу врахування їх при побудові послідовної теорії атомів та молекул – хвильової механіки. Відповідна теорія, яку ще називають квантовою механікою, лежить в основі сучасного пояснення явищ, що відбуваються в просторових межах $\sim (10^{-8} \div 10^{-15})$ м.

Будь-якій мікрочастинці ставиться у відповідність комплексна функція координат та часу $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$ – хвильова функція (або псі-функція).

Статистичний зміст хвильової функції задається виразом:

$$dp = |\Psi|^2 dV.$$

Квадрат модуля хвильової функції визначає ймовірність dp перебування частинки в об'ємі простору dV .

$$|\Psi|^2 = \frac{dp}{dV} \text{ - густина ймовірності.}$$

$$p = \int_V |\Psi|^2 dV \text{ - ймовірність перебування мікрочастинки в обмеженому об'ємі}$$

Умова нормування псі-функції:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Psi \Psi^* dV = 1$$

Властивості хвильової функції:

- функція Ψ повинна бути скінченною, неперервною та однозначною;
- похідні $\frac{\partial \Psi}{\partial x}$, $\frac{\partial \Psi}{\partial y}$, $\frac{\partial \Psi}{\partial z}$, $\frac{\partial \Psi}{\partial t}$ повинні бути неперервні;
- функція $|\Psi|^2$ повинна бути інтегровна.

2) *Співвідношення невизначеностей.*

У квантовій механіці особливістю мікрочастинок є те, що не для всіх динамічних змінних при вимірюваннях одночасно отримуються чітко визначені значення (втрачається, у певному сенсі, і поняття траєкторії руху мікрочастинки).

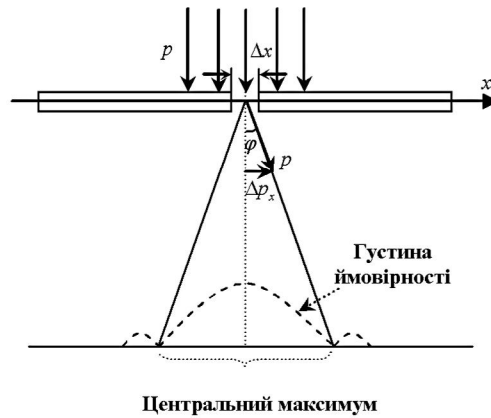


Рисунок 6.1

У квантовій механіці мікрочастинка не може одночасно мати точні значення координати та відповідної проекції імпульсу (див. рис. 6.1).. Мають місце **співвідношення невизначеностей Гейзенберга**:

$$\begin{aligned}\Delta x \Delta p_x &\geq \frac{\hbar}{2}, \\ \Delta y \Delta p_y &\geq \frac{\hbar}{2}, \\ \Delta z \Delta p_z &\geq \frac{\hbar}{2}.\end{aligned}$$

Чим точніше визначена координата мікрочастинки, тим менш точно визначається її імпульс (і навпаки).

Для ще одної пари канонічно спряжених величин: енергії та часу, – співвідношення невизначеностей має вигляд:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2},$$

де ΔE - невизначеність енергії системи в момент її вимірювання, Δt - невизначеність тривалості процесу вимірювання.

Саме на основі цього факту можна пояснити розмивання спектральних ліній, оскільки має місце невизначеність часу Δt перебування електрона на даному рівні, то виникає невизначеність енергії рівня, на якому знаходиться електрон $\Delta E = \hbar \Delta \nu$, що зумовлює появу вузької смужки у спектрі, а не чіткої лінії.

3) Рівняння Шредінгера.

Основне рівняння нерелятивістської квантової механіки сформульовано Ервіном Шредінгером (1926 р.):

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi(x, y, z, t) + U(x, y, z, t) \Psi(x, y, z, t) = i\hbar \frac{\partial \Psi(x, y, z, t)}{\partial t}$$

$U(x, y, z, t)$ - потенціальна функція частинки у силовому полі, в якому вона рухається;

$$\nabla^2 = \Delta - \text{оператор Лапласа}, \quad \nabla^2 \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2};$$

i - уявна одиниця, $i^2 = -1$.

Розв'язок рівняння Шредінгера дає явний вигляд хвильової функції, який визначається характером сил, що діють на мікрочастинку.

У випадку, коли силове поле, в якому рухається мікрочастинка не залежить явно від часу $U = U(x, y, z)$, тобто є стаціонарним, розв'язок рівняння Шредінгера розпадається на два множники:

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z)\varphi(t).$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2(\psi(x, y, z)\varphi(t)) + U\psi(x, y, z)\varphi(t) = i\hbar \frac{\partial(\psi(x, y, z)\varphi(t))}{\partial t},$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\varphi(t)\nabla^2\psi(x, y, z) + U\psi(x, y, z)\varphi(t) = i\hbar \psi(x, y, z)\frac{\partial\varphi(t)}{\partial t}.$$

Поділимо ліву та праву частини виразу на $\psi(x, y, z)\varphi(t)$:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{1}{\psi(x, y, z)}\nabla^2\psi(x, y, z) + U = i\hbar \frac{\partial\varphi(t)}{\partial t} \cdot \frac{1}{\varphi(t)}.$$

Оскільки ліва та права частини виразу є функціями різних величин (координат та часу, відповідно), то останній вираз виконується лише при рівності сторін формули певній сталій величині E .

Тоді

$$\boxed{-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + U\psi = E\psi}, \quad \boxed{\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0}$$

рівняння Шредінгера для стаціонарних станів

Функції $\psi(x, y, z)$, які задовольняють такому рівнянню, називають власними функціями. Значення E , при яких існують розв'язки рівняння Шредінгера для стаціонарних станів, називають власними значеннями енергії.

Розглянемо нестационарну частину рівняння Шредінгера:

$$i\hbar \frac{\partial\varphi(t)}{\partial t} \cdot \frac{1}{\varphi(t)} = E.$$

Розділимо змінні:

$$\frac{d\varphi}{\varphi} = \frac{1}{i\hbar} \left(\frac{i}{1}\right) E dt \Rightarrow \ln\left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\right) = -\frac{iE}{\hbar} t,$$

$$\varphi = \varphi_0 \exp\left(-\frac{iE}{\hbar} t\right).$$

Оскільки $\varphi_0 = \varphi(t=0) = 1$, то:

$$\boxed{\varphi = \exp\left(-\frac{iE}{\hbar} t\right)} - \text{нестационарна частина хвильової функції}$$

Величина E має зміст повної енергії мікрочастинки, яка рухається в даному потенціальному полі та має потенціальну енергію U .

Розглянемо випадок, коли на мікрочастинку не діють сили, тоді потенціальна енергія $U = 0$ - **вільна мікрочастинка**.

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi = E\psi.$$

При вільному русі частинки її повна енергія дорівнює кінетичній, швидкість $\vec{v} = const$.

Спрямуємо вісь ОХ вздовж вектора швидкості. Тоді:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi,$$

$$\boxed{\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0}$$

Це рівняння є лінійним однорідним диференціальним рівнянням другого порядку, розв'язок якого має вигляд:

$$\psi = A \exp(k_1 x) + B \exp(k_2 x),$$

де $k_{1,2} = \pm i \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$ - розв'язки відповідного характеристичного рівняння.

Таким чином:

$$\psi = A \exp\left(i \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} x\right) + B \exp\left(-i \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} x\right).$$

Оскільки повний розв'язок $\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z)\varphi(t)$, то у підсумку отримуємо:

$$\Psi = A \exp\left(-i \left(\frac{E}{\hbar} t - \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} x\right)\right) + B \exp\left(-i \left(\frac{E}{\hbar} t + \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} x\right)\right).$$

Загальне рівняння хвильового процесу має вигляд $\xi = \xi_0 \exp(-i(\omega t - kx))$, тому можна зробити висновок, що **вільній мікрочастинці у квантовій механіці відповідає плоска монохроматична хвиля де Бройля.**

$$\omega = \frac{E}{\hbar},$$

$$k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} = \frac{p}{\hbar}.$$

Енергія вільної мікрочастинки може набувати довільних значень.

4) Електрон у потенціальній ямі. Тунельний ефект.

Розглянемо випадок рівняння Шредінгера для мікрочастинки, яка знаходиться в одновимірній "потенціальній ямі" ("потенціальному ящику") з нескінченно високими стінками (див. рис. 6.2).

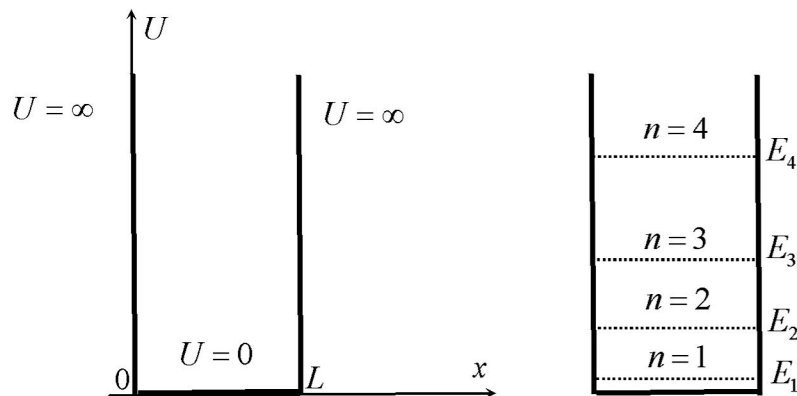


Рисунок 6.2

$$U = \begin{cases} \infty, & x < 0, \\ 0, & 0 \leq x \leq L, \\ \infty, & x > L. \end{cases}$$

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0.$$

Загальний розв'язок такого рівняння має вигляд: $\psi = A \cos(kx) + B \sin(kx)$

Функція ψ повинна бути неперервною, тому накладаються граничні умови:

$$\psi(0) = \psi(L) = 0$$

Тому:

$$A \cos 0 = 0 \Rightarrow A = 0; \quad B \sin(kL) = 0 \Rightarrow B \neq 0.$$

$$kL = \pi n,$$

$$\boxed{k_n = \frac{\pi n}{L}} - \text{хвильовий вектор набуває дискретних значень (} n=1,2,3,\dots \text{)}$$

Оскільки $\vec{p} = \hbar \vec{k}$, а $E = \frac{p^2}{2m}$, то: $\boxed{E_n = \frac{\pi^2 n^2 \hbar^2}{2mL^2}}$

Енергія мікрочастинки може набувати лише певних дискретних значень, тобто вона квантується.

Цілим значенням числа n , яке називають **головним квантовим числом**, відповідає система енергетичних рівнів (див. рис. 6.2).

Різниця по енергії між сусідніми рівнями:

$$\boxed{\Delta E = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL} (2n+1)}.$$

Зі збільшенням n різниця енергій між рівнями зростає!

Власним значенням енергії відповідають власні функції (див. рис. 6.3):

$$\psi_n = B \sin(k_n x) = B \sin\left(\frac{\pi n}{L} x\right).$$

Застосуємо умову нормування: $\int_0^L |\psi_n|^2 dx = 1$,

$$B^2 \int_0^L \sin^2\left(\frac{\pi n}{L} x\right) dx = 1, \Rightarrow \frac{B^2 L}{2} = 1 \Rightarrow B = \sqrt{\frac{2}{L}}.$$

$$\boxed{\psi_n = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(\frac{\pi n}{L} x\right)} - \text{власні функції мікрочастинки у потенціальному ящику}$$

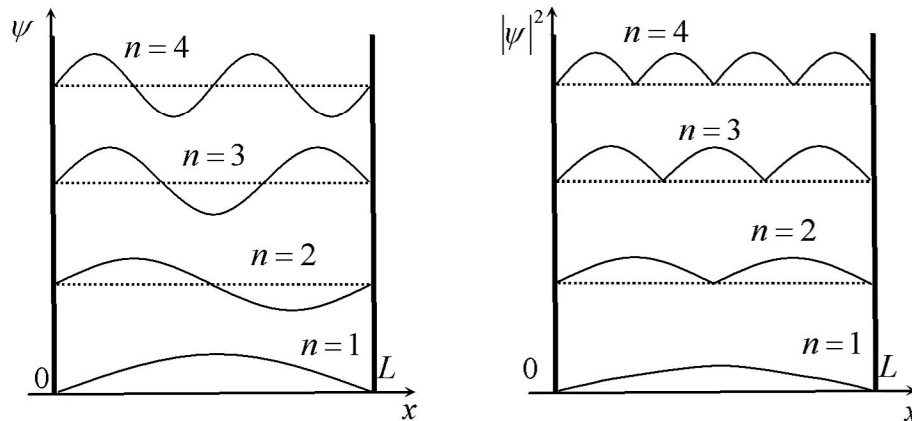


Рисунок 6.3

- Різка зміна потенціалу на межі бар'єру подібна за дією на перехід хвилі між середовищами з різними показниками заломлення.
- Хвиля на межі переходу частково відбивається, а частково проникає у інше середовище.

Завдяки своїм хвильовим властивостям мікрочастинка з певною ймовірністю може просочитися через потенціальний бар'єр, висота якого більша за енергію частинки. Явище проходження мікрочастинки через потенціальний бар'єр називається **тунельним ефектом**.

$D = \frac{I_{\text{прох}}}{I_{\text{пад}}}$ - прозорість потенціального бар'єру (коефіцієнт проходження, що має зміст ймовірності), I – інтенсивність хвиль де Бройля.

Ймовірність проходження потенціального бар'єру суттєво залежить від його форми та розмірів, а також маси мікрочастинки та співвідношення енергії мікрочастинки та висоти бар'єру.

Для одновимірного (див. рис. 6.4) прямокутного бар'єру висотою U та шириною L :

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U-E)}L\right).$$

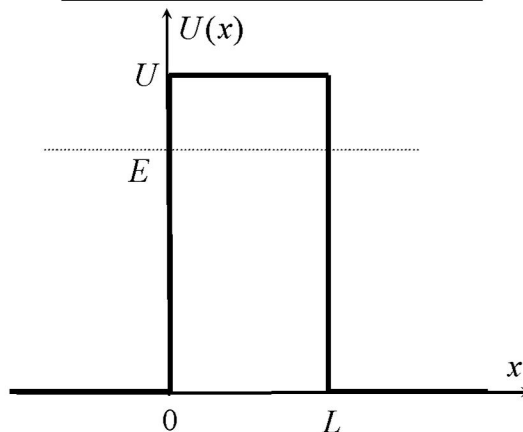


Рисунок 6.4

Для одновимірного бар'єру довільної форми:

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U-E)} dx\right).$$

D_0 – стала, що має значення, близьке до одиниці.

Експериментальне підтвердження тунельного ефекту:

- тунелювання частинок (ядер ${}^4_2\text{He}$) під час α -розпаду важких радіоактивних елементів;
- холодна електронна емісія.

5) Квантовий гармонічний осцилятор.

Лінійний гармонічний осцилятор – це система, яка здійснює одновимірний коливальний рух під дією квазіпружної сили.

Потенціальна енергія осцилятора:

$$U = \frac{\kappa x^2}{2} = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2}.$$

Квантовий осцилятор описується рівнянням Шредінгера:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} \right) \psi = 0,$$

E – повна енергія осцилятора.

В теорії диференціальних рівнянь доводиться, що такого виду рівняння розв'язується лише при власних значеннях енергії, які задовольняють умову:

$$E = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_0 = \left(n + \frac{1}{2}\right) h \nu_0.$$

- Енергія квантового осцилятора може мати лише дискретні значення, тобто квантується;
- Існує мінімальне значення енергії – енергія нульових коливань.

Лекція 7. Елементи квантової фізики атомів і молекул

Базові питання теми: Досліди Резерфорда. Ядерна модель атома. Лінійчаті спектри атомів. Постулати Бора. Атом водню і його спектр за теорією Бора. Атом водню в квантовій механіці. Спін електрона. Принцип Паулі і розподіл електронів в атомах по оболонках. Суцільний спектр X-випромінювання і його короткохвильова межа. Характеристичне X-випромінювання. Закон Мозлі. Оптичні квантові генератори: загальні принципи роботи.

1) Досліди Резерфорда. Ядерна модель атома.

Розподіл додатних та від'ємних зарядів у атомі можна виявити застосовуючи зондування внутрішніх областей атома з допомогою заряджених частинок.

Резерфорд спостерігав зміну напрямку польоту α -частинок при проходженні через тонкі шари речовини (див. рис. 7.1)

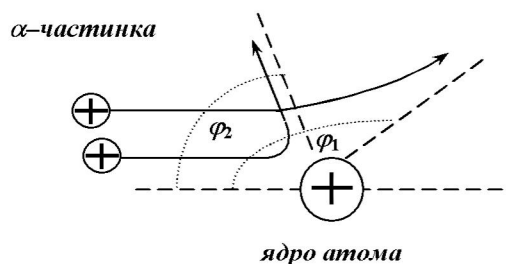


Рисунок 7.1

α -частинка – ядро атома гелію ${}^4_2\text{He}$: заряд $q_\alpha = +2e$, маса $m_\alpha = 2m_p + 2m_n$

Згідно гіпотези Резерфорда (1911 р.): атом – це система зарядів, у центрі якої розташоване додатне ядро із зарядом $+Ze$, що має розміри $10^{-15} \div 10^{-14}$ м, а навколо ядра по всьому об'єму атома розміром порядку 10^{-10} м розподілені Z електронів $-e$, які рухаються по орбітах.

Недоліки планетарної моделі атома Резерфорда

- якщо вважати, що система ядро+електрони нерухома, то вона повинна бути нестабільна (однак атоми - стабільні);
- якщо вважати, що електрони обертаються навколо ядра, то вони повинні падати на нього внаслідок втрати енергії через випромінювання (однак насправді такого не відбувається);
- згідно класичної теорії атоми повинні випромінювати у неперервному інтервалі частот, тобто спектр має бути суцільний (однак атомні спектри дискретні).

2) Лінійчаті спектри атомів. Постулати Бора. Атом водню і його спектр за теорією Бора.

Розрізняють такі **види спектрів випромінювання**:

- лінійчатий – характерний для невазємодіючих атомів (розріджений атомарний газ, пари металів);
- смугастий – характерний для рідин;
- суцільний – характерний для твердих тіл.

Випромінювання атомів складається з окремих спектральних ліній, які розташовані не безладно, а утворюють **серії ліній** (див. рис. 7.2).

Бальмер емпірично встановив, що ряд ліній видимої частини спектру водню вкладається у формулу:

$$(BC) \text{ серія Бальмера } \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), m = 3, 4, 5, \dots$$

$R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ - стала Ридберга. Стала Ридберга чисельно дорівнює величині, оберненій до довжини хвилі випромінювання, яке іонізує ($m = \infty$) атом водню, який перебуває в основному стані ($n = 1$).

Подальші дослідження показали, в спектрі водню є ще декілька серій:

$$(УФ) \text{ серія Лаймана } \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right), m = 2, 3, 4, \dots$$

$$(ІЧ) \text{ серія Пашена } \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right), m = 4, 5, 6, \dots$$

$$(ІЧ) \text{ серія Брекета } \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{m^2} \right), m = 5, 6, 7, \dots$$

$$(ІЧ) \text{ серія Пфунда } \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{m^2} \right), m = 6, 7, 8, \dots,$$

тут скорочення ВС – видиме світло, ІЧ – інфрачервоне випромінювання, УФ – ультрафіолетове випромінювання.

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) - \text{узагальнена формула Ридберга-Бальмера.}$$

n та m - квантові числа, що характеризують рівні, між якими відбуваються переходи ($m = n + 1, n + 2, \dots$), див. [9], с. 38, рис. 2.1.

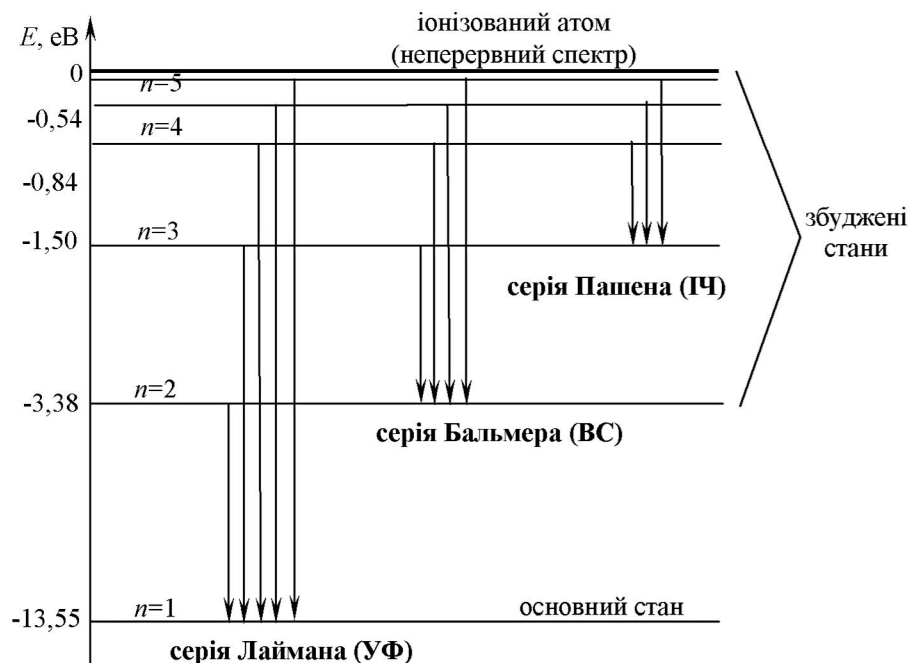


Рисунок 7.2

Згідно теорії Бора стабільність атомів, спектри атомів і процеси випромінювання можна пояснити, якщо користуватися такими постулатами:

1) Постулат стаціонарних станів

Для атома існують стаціонарні стани, перебуваючи в яких він не випромінює енергії. Таким станам відповідають стаціонарні орбіти, по яких рухаються електрони.

2) Постулат квантування орбіт.

В стаціонарному стані атома момент імпульсу електрона на орбіті квантується, тобто набуває дискретних значень:

$$L = mvr = n\hbar,$$

$n=1, 2, 3, \dots$ - квантове число, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ - нормована стала Планка.

3) Постулат частот.

При переході атома з одного стаціонарного стану в інший випромінюється чи поглинається квант енергії. Тобто, електрон випромінює чи поглинає енергію при переході з однієї стаціонарної орбіти на іншу, при цьому частота переходу визначається виразом:

$$h\nu = E_m - E_n,$$

де E_m – енергія m -го рівня, E_n – енергія n -го рівня.

Дослід Франка і Герца підтверджує дискретний характер випромінювання і поглинання атомами енергії та існування рівнів енергії в атомах.

- при пружних зіткненнях енергія електронів не змінюється;
- при непружних зіткненнях електрони віддають енергію;
- електронний удар викликає свічення парів ртуті в ультрафіолетовій частині спектру

$$\lambda = 253,7 \text{ нм}, \Delta E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \approx 4,9 \text{ eV}.$$

Розглянемо воднеподібну систему, яка складається з ядра із зарядом $+Ze$, в полі якого рухається електрон по коловій орбіті.

$$m \frac{v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r^2}.$$

На основі постулату квантування орбіт

$$v = \frac{n\hbar}{mr}.$$

Тоді радіус n -тої орбіти:

$$r_n = n^2 \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{mZe^2}.$$

Енергія електрона в атомі:

$$E = E_k + E_p = \frac{mv^2}{2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r} = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r}.$$

У підсумку (після підстановки r_n):

$$E_n = -\frac{me^4 Z^2}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{Rhc}{n^2} Z^2.$$

У випадку атома водню $Z=1$:

$$E_n = -\frac{Rhc}{n^2} = -\frac{13,6 \text{ eV}}{n^2} - \text{енергія електрона у стаціонарному стані атома водню}$$

3) Атом водню в квантовій механіці.

В теорії атома водню виникають три інтеграли руху – величини, які зберігаються з часом (та, відповідно, три квантові числа).

1) Повна механічна енергія стаціонарних станів E_n

$$E_n = -\frac{13,6 \text{ eV}}{n^2},$$

що нумерується головним квантовим числом $n=1,2,3,\dots$

2) Орбітальний момент імпульсу \vec{L}_l (в планетарній моделі атома задає форму стаціонарної орбіти електрона (при заданій енергії E_n)):

$$L_l = \sqrt{l(l+1)}\hbar,$$

де $l=0,1,2,\dots,(n-1)$ – **орбітальне квантове число**.

3) Просторова орієнтація моменту імпульсу $(L_l)_z$ (в планетарній моделі атома задає орієнтацію стаціонарної орбіти в просторі при заданій формі орбіти та для заданого значення енергії):

$$(L_l)_z = m\hbar,$$

де $m=0,\pm1,\pm2,\dots,\pm l$ – **магнітне квантове число**.

Стаціонарні стани атома нумеруються трійкою квантових чисел n, l, m :

$$\psi = \psi_{nlm}(x, y, z).$$

- Положення електрона в об'ємі атома можна передбачити на основі просторового розподілу густини ймовірності $|\psi|^2$ (розглядається так-звана „електронна хмара”);

- Електронна орбіта – це найбільш ймовірне місце знаходження електрона в тому чи іншому стаціонарному стані атома.

Стани електрона, які мають різні значення орбітального квантового числа l , в атомній фізиці позначають наступним чином:

$l=0$	s-стан
$l=1$	p-стан
$l=2$	d-стан
$l=3$	f-стан
$l=4$	g-стан

Дослід Штерна та Герлаха (1922 р.): вивчення магнітних моментів атомів, що мають один електрон на зовнішній орбіталі.

- $l=0$; $L_l=0 \Rightarrow (p_m)_l=0$ - орбітальний магнітний момент електрона в s-стані дорівнює нулю.

- внаслідок дії неоднорідного магнітного поля пучок атомів срібла з розжареної дротини розділяється та відхиляється (дві смужки на чутливій фотоплівці).

$$F = p_m \frac{dB}{dz}$$

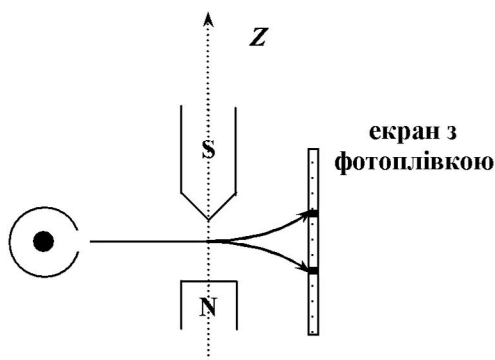


Рисунок 7.3

4) Електрон має власний момент імпульсу L_s , не зв'язаний з його рухом у просторі – так-званий **спін** (гіпотеза про спін – Гаудсміт та Юленбек, 1925 р.) та пов'язаний з ним спіновий магнітний момент $(p_m)_s = -g_s L_s$.

$$g_s = -\frac{(p_m)_s}{L_s} = \frac{e}{m} - \text{спінове гіромагнітне відношення}$$

Спіновий момент імпульсу квантується за законом $L_s = \sqrt{s(s+1)}\hbar$,

$$s = \frac{1}{2} - \text{спінове квантове число.}$$

Проекція спіна на напрям зовнішнього поля:

$$(L_s)_z = m_s \hbar,$$

$$m_s = \pm \frac{1}{2} - \text{магнітне спінове квантове число}$$

Стан електрона в атомі характеризується четвіркою квантових чисел:

- 1) головним n ;
- 2) орбітальним (азимутальним) l ;
- 3) магнітним m ;
- 4) спіновим (магнітним спіновим) m_s .

4) *Принцип Паулі і розподіл електронів в атомах по оболонках.*

Принцип Паулі

У будь-якій системі в кожному квантовому стані, що описується набором квантових чисел (n, l, m, m_s) , може перебувати лише один електрон.

Максимальне число електронів, в яких однакове головне квантове число:

$$Z(n) = 2 \sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = 2n^2$$

Такі електрони утворюють електронні оболонки ($K, L, M, N, O \dots$)

Періодичність властивостей хімічних елементів описана ще Д. Менделєєвим (1869 р.). Чітка картина такого розподілу хімічних елементів базується на квантовій механіці.

- **Порядковий номер хімічного елемента Z дорівнює загальному числу електронів в атомі даного елемента.**
- **Стан електрона визначається четвіркою квантових чисел. Розподіл електронів по станах повинен відповідати принципу енергетичної вигідності – спочатку заповнюються ті стани, енергія яких найменша.**
- **Заповнення станів електронами відбувається у згоді з принципом Паулі.**

5) *Суцільний спектр Х-випромінювання і його короткохвильова межа. Характеристичне Х-випромінювання. Закон Мозлі.*

При гальмуванні в речовині електронів, розігнаних значною різницею потенціалів U (десятки кіловольт) виникає короткохвильове випромінювання з довжинами хвиль $\lambda = 0,005 \div 10 \text{ нм}$ - так-зване Х-випромінювання (деколи вживають термін "рентгенівське випромінювання", зважаючи на суттєвий внесок німецького фізика В. Рентгена у це відкриття; разом з тим вкажемо тут на визначальні експерименти українського фізика І. Пулюя стосовно походження катодних променів та конструкції Х-трубок). Розрізняють гальмівне Х-випромінювання з суцільним спектром, обмеженим з боку коротких хвиль (так-зване "біле" Х-випромінювання) та характеристичне Х-випромінювання з лінійчатим спектром (виникає при достатньо великих енергіях гальмівних електронів, які здатні вибивати електрони з внутрішніх оболонок атома).

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU} \text{ короткохвильова межа Х-випромінювання}$$

Спектр характеристичного Х-випромінювання задається законом Мозлі:

$$\frac{1}{\lambda} = R(Z - b)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

Z – зарядове число (порядковий номер хімічного елемента в періодичній таблиці), R – стала Ридберга, b – стала екранування, значення якої залежить від електронної оболонки, n та m – квантові числа, які відповідають електронним оболонкам, між якими відбуваються переходи.

б) Оптичні квантові генератори: загальні принципи роботи.

При взаємодії випромінювання з речовиною її атоми вимушено поглинають енергію і переходять у збуджений стан.

Перехід атома з нижчого стаціонарного енергетичного стану у вищий під дією випромінювання називається вимушеним поглинанням.

Через деякий час можливе повернення атома у нижчий енергетичний стан, що супроводжується випромінюванням.

Самовільне випромінювання, пов'язане з переходами атома між стаціонарними станами, називається спонтанним.

Можливі також переходи, зумовлені зовнішнім випромінюванням, - виникає вимушене або індуковане випромінювання.

А. Ейнштейн показав, що ймовірність процесів вимушеного поглинання та випромінювання однакова, тобто переходи можуть відбуватися в обох напрямках.

Особливості вимушеного випромінювання:

- Частота та фаза вимушеного випромінювання співпадає з частотою та фазою вимушуючого;
- Напрямок вимушеного випромінювання та його поляризація такі самі, як і у вимушуючого;
- Ймовірність переходів при вимушеному випромінюванні пропорційна густині потоку вимушуючого випромінювання u_ν :

$$p_{mn} = B_{mn} u_\nu$$

Вторинні фотони є точною копією первинних. Отже, вимушене випромінювання є когерентним з вимушуючим.

Якщо у середовищі переважають процеси поглинання, то інтенсивність випромінювання зменшується; при переважанні індукованого випромінювання інтенсивність світла збільшується.

$$I = I_0 \exp(-\alpha x),$$

I_0 - початкова інтенсивність світла, I - інтенсивність світла після проходження через середовище протяжністю x .

Щоб середовище підсилювало падаюче випромінювання необхідно реалізувати нерівноважний стан системи, при якому число атомів у збуджених станах є більшим, ніж в основному – стан з інверсною заселеністю рівнів $N_m > N_n$.

Тоді $\alpha < 0$, $\alpha_0 = -\alpha$, $\alpha_0 > 0$ і $I = I_0 \exp(\alpha_0 x)$, $I > I_0$.

На практиці інверсний стан середовища реалізується у принципово нових джерелах випромінювання – оптичних квантових генераторах (ОКГ) або лазерах.

LASER – Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

Лазер – це пристрій-випромінювач, який працює за рахунок вимушеного випромінювання.

Лазери можуть генерувати випромінювання у видимій, інфрачервоній та ближній ультрафіолетовій областях спектру.

1954 р. М. Басов, О. Прохоров та Ч. Таунс – створення мазера на аміаку (Нобелівська премія, 1964 р.);

1960 р. Т. Мейман – створення твердотільного лазера імпульсної дії на основі рубіну, який випромінює в оптичному діапазоні (694,3 нм);
 1961 р. А. Джаван – створення газового гелій-неонового лазера неперервної дії, який випромінює в оптичному діапазоні (632,8 нм);
 1963 р. напівпровідникові лазери.

Лазер має такі основні компоненти:

- **активне середовище**, в якому створюються стани з інверсною заселеністю енергетичних рівнів;
- **система накачки** (пристрій для утворення інверсії в активному середовищі);
- **оптичний резонатор** (пристрій, який задає напрям пучка, формує його).

Вперше для створення твердотільного лазера імпульсної дії було використано рубін – Al_2O_3 з домішками хрому Cr^{3+} (0,03% - рожевий рубін, 0,05% - червоний рубін). Для оптичної накачки використовується імпульсна ксенонова газорозрядна лампа.

- Під дією зовнішнього випромінювання атоми хрому переходять з нижнього енергетичного рівня у збуджений стан, а потім на метастабільний рівень, причому час життя $\tau_i \gg \tau$.
- За рахунок спонтанних переходів починається генерація фотонів - виникають вимушені переходи з метастабільного рівня в основний стан.



Рисунок 7.4

У гелій-неоновому лазері накачка відбувається у два етапи:

- під час розряду в газовій суміші електрони ударами переводять атоми гелію у збуджений стан;
- під дією атомів гелію, які служать носіями енергії збудження, атоми неону також переводяться у збуджений енергетичний стан, а потім генерують індуковане лазерне випромінювання.

Властивості лазерного випромінювання

- Часова та просторова когерентність (час когерентності $\sim 10^{-3}$ с).
- Монохроматичність ($\Delta\lambda < 10^{-11}$ м).
- Велика густина потоку випромінювання.
- Мале кутове розходження пучка ($\sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ рад)

Види лазерів по типу активного середовища: газові (гелій-неоновий, аргоновий, криптоновий, ксеноновий, азотний, фтористо-водневий, киснево-йодний, вуглекислотний (CO₂), на монооксиді вуглецю (CO) тощо), **твердотільні** (рубіновий, на неодимовому склі, алюмо-ітрієвий, на фториді ітрію-літію, на ванадаті ітрію, титан-смарагдовий, александритовий тощо), **на парах металів** (гелієво-кадмієвий, гелієво-ртутний, на парах міді, на парах золота тощо), **напівпровідникові** (лазерні діоди на GaN, AlGaAs тощо).

Види лазерів по типу накачки: оптичний, тепловий, електророзрядний, хімічний.

Види лазерів по типу режиму генерації: неперервний та імпульсний.

Деякі галузі застосування лазерів: **наука** (спектроскопія, вимірювання відстаней, фотохімія, намагнічування, інтерферометрія, голографія, охолодження, термоядерний синтез тощо), **медицина** (хірургія (скальпель), точкова зварка тканин, офтальмологія, діагностика, косметологія тощо), **військова галузь** (лазерне наведення, ціле вказівники, лазерна зброя тощо), **промисловість та побут** (різання, зварка, маркування, гравірування, CD, DVD, Blue-Ray програвачі, принтери, дисплеї, фотолітографія, зчитувач штрих-коду, оптоволоконні лінії зв'язку, системи навігації, шоубізнес тощо).

Лекція 8. Елементи квантової фізики твердого тіла

Базові питання теми: *Сили зв'язку і внутрішня структура твердих тіл. Елементи квантової теорії теплоємності кристалічної ґратки. Фонони. Енергетичні зони в кристалах і поділ твердих тіл на класи (метали, діелектрики, напівпровідники). Електрони в металах. Рівень Фермі. Власна і домішкова провідність напівпровідників. Фотопровідність.*

1) Сили зв'язку і внутрішня структура твердих тіл.

Внаслідок врівноваження сил притягання та відштовхування між мікрочастинками (іонами, атомами, молекулами) можливе утворення кристалічної структури - **ґратки**, в якій ці частинки розташовані впорядковано.

Типи зв'язків в кристалах.

1) Ковалентний зв'язок (атомні кристали).

Характерний, як правило, для однорідних речовин з однакових атомів (приклад: алмаз, графіт, кремній, германій тощо).

- При зближенні атомів зростає ймовірність переходу електронів (обмінний механізм) до сусідніх атомів. Внаслідок взаємодії ядер з електронними хмарами між атомами утворюється область згущення негативного заряду.

- Поява стану з підвищеною густиною електронної хмари, що заповнює міжядерний простір, викликає зменшення енергії системи і приводить до притягання між атомами – виникає ковалентний зв'язок.

Характерні риси ковалентного зв'язку:

- Насичуваність (кожен атом може утворювати зв'язок лише з певною кількістю своїх "сусідів").

- Направленість (зв'язок утворюється у тому напрямку, в якому зосереджена основна частина спільної електронної хмари).

2) Іонний (гетерополярний) зв'язок (іонні кристали).

Внаслідок втрати або приєднання електронів атоми перетворюються у заряджені частинки – іони, заряд яких залежить від числа втрачених чи набутих електронів.

Іони різних знаків розміщуються у вузлах кристалічної ґратки та взаємодіють кулонівськими силами притягання. Такий зв'язок характерний для лужних металів та галогенів.

3) Металічний зв'язок (металічні кристали).

Зв'язок, що виникає між атомами типових металів, які мають від одного до кількох зовнішніх валентних електронів. Ці електрони слабо пов'язані з ядром, тому можуть повністю колективізуватися і вільно переміщуватися по ґратці, що складається з позитивно заряджених іонів.

Металічний зв'язок у кристалічній ґратці металу виникає внаслідок взаємодії додатних іонів з електронним газом, що їх "стягує".

4) Ван-дер-ваальсівський зв'язок (молекулярні кристали).

У вузлах кристалічної ґратки розміщуються певним чином орієнтовані молекули, дипольні моменти яких взаємодіють між собою.

(приклад: звичайний лід, сухий лід (тверда фаза CO_2), кристалічні фази H_2 , O_2 , N_2 тощо).

Кристалічна ґратка – це просторово впорядкована структура (сітка), у вузлах якої розташовані частинки.

Найменший паралелепіпед, побудований на трьох векторах, трансляцією якого можна побудувати кристал називається елементарною коміркою.

Для опису елементарної комірки необхідно задати шість її параметрів – три ребра (a , b , c) та три кути (α , β , γ).

Кристали поділяються на 7 кристалічних систем – **сингоній**, які відрізняються симетрією елементарних кристалічних комірок.

2) *Елементи квантової теорії теплоємності кристалічної ґратки. Фонони.*

Тепловий рух в атомі реалізується сукупністю коливальних рухів частинок – гармонічних осциляторів.

Класична теорія: кристал з N атомів має $3N$ коливальних ступенів вільності, на кожен з яких припадає енергія kT .

Молярна внутрішня енергія:

$$U_{mol} = 3N_A \cdot kT = 3RT$$

Молярна теплоємність:

$$C = \frac{dU_{mol}}{dT} = 3R$$

Закон Дюлонга-Пті

Атомна теплоємність всіх хімічно простих кристалічних твердих тіл дорівнює $3R$.

В теорії Ейнштейна всі гармонічні осцилятори у кристалі мають однакову частоту коливань.

Згідно з квантовою теорією енергія гармонічного осцилятора квантується:

$$\varepsilon = \left(n + \frac{1}{2}\right) h\nu = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega$$

Можна показати, що середня енергія квантового гармонічного осцилятора визначається виразом:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{h\nu}{2} + \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

Молярна внутрішня енергія кристалу:

$$U_{mol} = 3N_A \langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{2} N_A h\nu + \frac{3N_A h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

$$C = \frac{dU_{mol}}{dT} = \frac{3N_A h\nu}{(e^{h\nu/kT} - 1)^2} \cdot \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \cdot \frac{h\nu}{kT^2}$$

Введемо **характеристичну температуру Ейнштейна:**

$$k\Theta_E = h\nu,$$

$$\Theta_E = \frac{h\nu}{k}$$

1) У випадку високих температур $T \gg \Theta_E$

$C \approx 3R$ - відтворюється закон Дюлонга-Пті.

2) У випадку низьких температур $T \ll \Theta_E$

$$C = 3R \left(\frac{\Theta_E}{T}\right)^2 \exp\left(-\frac{\Theta_E}{T}\right)$$

При $T \rightarrow 0$ характер зміни теплоємності експоненціальний, тоді як експеримент дає зміну теплоємності пропорційно до T^3 .

В теорії Дебая враховано, що коливання атомів в ґратці не є незалежними – зміна положення одного атома приводить до зміщення інших.

▪ Кристал – система N пружно зв'язаних елементів з $3N$ степенями свободи.

▪ Спектр можливих коливань осциляторів обмежений деякою граничною частотою ν_{\max} .

Введемо **характеристичну температуру Дебая:**

$$\Theta_D = \frac{h\nu_{\max}}{k}$$

Можна показати, що молярна внутрішня енергія матиме вигляд:

$$U_{mol} = (U_{mol})_0 + 9RT \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3 \cdot \int_0^{x_{max}} \frac{x^3 dx}{\exp(x) - 1},$$

$$x = \frac{h\nu}{kT}, \quad x_{max} = \frac{\Theta_D}{T}.$$

1) У випадку високих температур $T \gg \Theta_D$

$C \approx 3R$ - відтворюється закон Дюлонга-Пті

2) У випадку низьких температур $T \ll \Theta_D$

$$\int_0^\infty \frac{x^3 dx}{\exp(x) - 1} = \frac{\pi^4}{15},$$

$$U_{mol} = (U_{mol})_0 + \frac{3\pi^4 R}{5\Theta_D^3} T^4.$$

Таким чином молярна теплоємність

$$C = \frac{dU_{mol}}{dT} = \frac{12\pi^4 R}{5\Theta_D^3} T^3 = a \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3,$$

де $a = 1940 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}.$

Теорія Дебая дає добре узгодження з експериментальними даними в області як високих (закон Дюлонга-Пті), так і низьких (пропорційно до T^3) температур.

При розрахунках теплоємності металічних кристалів слід враховувати теплоємність електронів провідності.

- Теплове збудження твердого тіла можна описати у вигляді пружних хвиль, які поширюються у кристалі.

- У відповідності до корпускулярно-хвильового дуалізму властивостей речовини пружним хвилям ставляться у відповідність квазічастинки – фонони.

Фонон – це квазічастинка, яка ставиться у відповідність хвилі зміщення атомів (іонів) чи молекул кристалу із положення рівноваги.

Фонон – це квант енергії звукової хвилі. Енергія фонона:

$$\varepsilon_{\text{фон}} = h\nu.$$

- Фонони не можуть існувати у вакуумі, вони пов'язані з колективним рухом багатьох частинок і можуть виникати тільки у кристалі.

- Коливання ґратки можна розглядати як фононний газ, що знаходиться в межах кристалічного зразка;

- Квазіімпульс фонона визначається виразом

$$\vec{p}_{\text{фон}} = \hbar \vec{k} = \hbar \frac{2\pi}{\lambda} \vec{i}$$

У випадку теплової рівноваги середнє значення числа фононів $\langle n_i \rangle$ з частотою ν_i визначається з умови:

$$\langle \varepsilon_i \rangle = \frac{n_i h \nu_i}{2} + \frac{h \nu_i}{\exp(h \nu_i / kT) - 1}.$$

Таким чином:

$$\langle n_i \rangle = \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu_i}{kT}\right) - 1}.$$

Фонони мають нульовий спін і належать до класу частинок, які називаються бозонами. Число тотожних бозонів в даному квантовому стані може бути будь-яким. Функція розподілу Бозе-Ейнштейна має вигляд:

$$f_{BE}(T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - \mu}{kT}\right) - 1}$$

E – енергія квантового стану, $\mu \leq 0$ - хімічний потенціал (визначається кількістю частинок та температурою). Оскільки фонони можуть випускатися та поглинатися, але їх число не залишається постійним, то у випадку фононного газу треба покласти $\mu = 0$.

3) *Енергетичні зони в кристалах і поділ твердих тіл на класи (метали, діелектрики, напівпровідники).*

При зближенні атомів дискретні енергетичні рівні окремих електронів розщеплюються, зміщуються й утворюють зони, в яких електрони можуть переміщатись у залежності від ступеня заповнення цих зон.

Причиною розщеплення енергетичних рівнів електронів є їх взаємодія з електричним полем кристалічної ґратки.

В першу чергу розщеплюються енергетичні рівні електронів, що знаходяться далеко від ядра, тобто валентних електронів.

Сукупність близькорозташованих енергетичних рівнів утворюють енергетичну зону.

В залежності від характеру заповнення зон тверді тіла поділяються на метали, напівпровідники і діелектрики.

Металам властива частково заповнена зона провідності, яка характеризує енергії колективізованих носіїв, котрі можуть вільно переміщуватися.

Відстань між валентною зоною та зоною провідності, так-звана **заборонена зона**, служить параметром енергії активації вільних носіїв заряду в матеріалах і є основою для класифікації твердих тіл на напівпровідники ($\Delta E \leq 3\text{eV}$) та діелектрики ($\Delta E > 3\text{eV}$). При температурі $T > 0\text{K}$ електрони з великою ймовірністю отримують достатню енергію, щоб перейти із заповненої валентної зони у зону провідності (при цьому утворюється пара носіїв електрон-дірка). Якщо ширина забороненої зони є малою, то це легко здійснюється під дією теплоти, освітлення, електричного поля.

4) *Електрони в металах. Рівень Фермі.*

У металі вільні електрони провідності перебувають в умовах тривимірної потенціальної ями (в періодичному кулонівському полі вузлів кристалічної ґратки). Енергія електрона змінюється дискретно (квантується):

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)}{2m^* l^2}$$

де n_k – квантові числа, m^* - ефективна маса електрона, l – розмір зразка. В результаті отримується система розташованих досить близько енергетичних рівнів, на яких розташовуються електрони (у згоді з принципом Паулі).

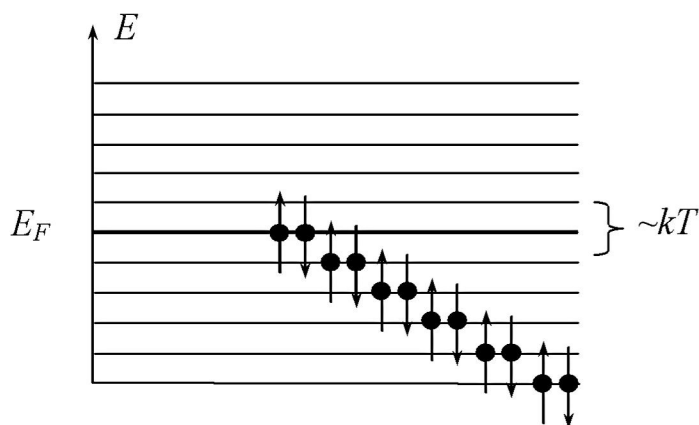


Рисунок 8.1

Рівень Фермі – це найвищий енергетичний рівень E_F , зайнятий електронами при температурі $T=0$ К.

Значення E_F енергії Фермі визначається концентрацією $n = \frac{N}{V}$ електронів провідності

$$E_F(0) = \frac{\hbar^2 (3\pi^2 \cdot n)^{2/3}}{2m^*},$$

Збільшення температури металу (за умови $k_B T \ll E_F$) приводить до розмиття рівня Фермі, тобто електрони переходять на близькі сусідні рівні вище E_F (у вузькому енергетичному інтервалі kT).

Функція розподілу $f_{FD}(E, T)$ за енергією (див. рис. 8.2) задає ймовірність зайняття електроном рівня E при заданій абсолютній температурі T (функція розподілу Фермі-Дірака):

$$f_{FD}(E, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1}$$

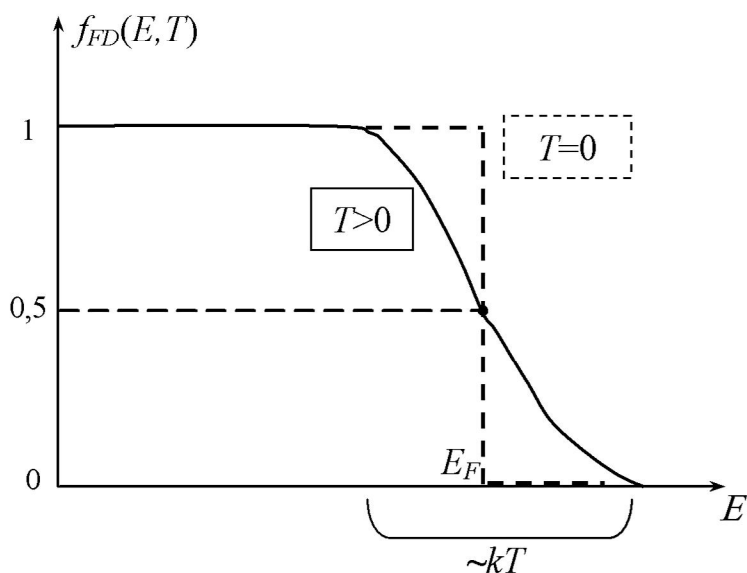


Рисунок 8.2

5) *Власна і домішкова провідність напівпровідників.*

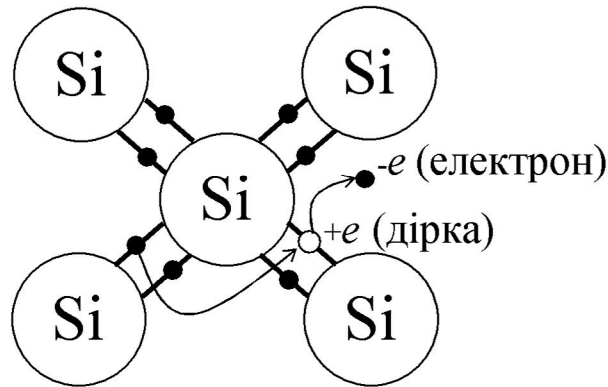
В залежності від типу електронних переходів розрізняють власну і домішкову фотопровідність напівпровідників.

Напівпровідники – це клас кристалічних речовин, у яких валентна зона повністю заповнена і відділена від зони провідності вузькою забороненою зоною ($\Delta E < 3$ eВ).

Особливості напівпровідників

- Характерною рисою напівпровідників є залежність їх властивостей від зовнішнього впливу: температури, легування, освітлення тощо;
- при $T=0\text{ K}$ напівпровідники поведуть себе як діелектрики;
- при $T>0\text{ K}$ частина електронів з верхніх рівнів валентної зони переходить у зону провідності.

До напівпровідників належать елементи 4-6 груп періодичної системи хімічних елементів (Si, Ge, As, Se, Te тощо), а також певні сполуки (InSb, GaAs, CdS тощо).



Власна провідність

Рисунок 8.3

При освітленні частина електронів з верхніх рівнів валентної зони переходить у зону провідності. Розрізняють власні та домішкові напівпровідники. Носіями струму у власних напівпровідниках є електрони та дірки.

Дірка – вакансія у валентній зоні, на яку можуть переміщуватися інші електрони з сусідніх рівнів.

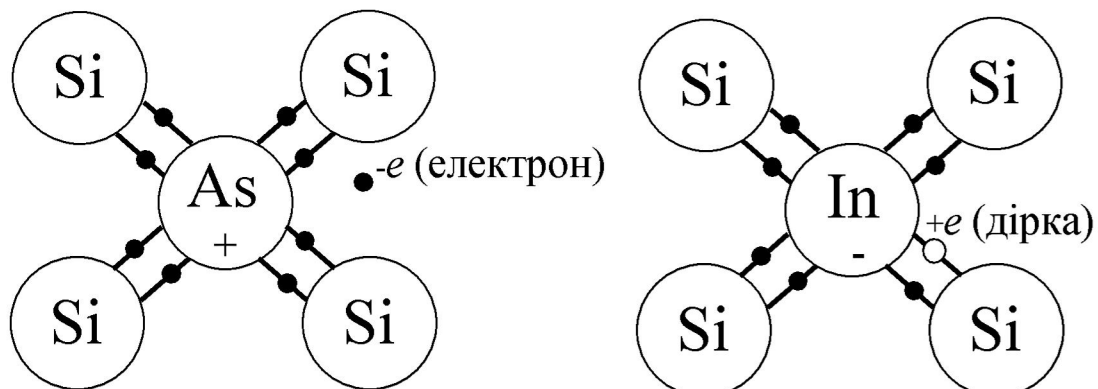
Електропровідність σ пропорційна до числа носіїв заряду

$$\sigma = enb_n + epb_p,$$

де n і p – концентрації електронів та дірок, b_n і b_p - їх рухливості.

$$b = \frac{v}{E} \text{ - рухливість носія.}$$

У випадку власного напівпровідника $n=p$.



n -тип

домішкова провідність

p -тип

Рисунок 8.4

Якщо у чистий напівпровідник внести як домішки атоми іншого сорту, то виникає домішкова провідність, характер якої залежить від валентності домішки.

Домішки, які віддають електрони у зону провідності, називають **донорами**; домішки, які забирають електрони з валентної зони, називають **акцепторами**. Донорна провідність є провідністю *n*-типу, акцепторна – *p*-типу. Зі зростанням температури домінування домішкової провідності зникає.

Розподіл електронів по енергетичних рівнях валентної зони та зони провідності описується функцією Фермі-Дірака.

$$E_F = \frac{1}{2} \Delta E + \frac{3}{4} k_B T \ln \left(\frac{m_d^*}{m_e^*} \right) - \text{рівень Фермі власного напівпровідника,}$$

ΔE - ширина забороненої зони (енергія активації), k_B - стала Больцмана, m_d^* - ефективна маса дірки, m_e^* - ефективна маса електрона.

У зв'язку з відносно малою величиною ширини забороненої зони ΔE для напівпровідника при ненульових температурах стає можливою температурна активація носіїв: теплові перескоки електронів із зайнятої валентної зони у вільну зону провідності. Зі збільшенням температури інтенсивність таких процесів суттєво збільшується, оскільки ймовірність отримання електроном енергії від ґратки пропорційна до $\exp \left(-\frac{\Delta E}{k_B T} \right)$.

При збільшенні температури провідність напівпровідників зростає

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left(-\frac{\Delta E}{2k_B T} \right).$$

Відзначимо, що при освітленні напівпровідника спостерігається **внутрішній фотоефект**, який полягає у переході носіїв заряду зі зв'язаного стану у вільний без виходу за межі зразка, іншими словами відбувається генерація вільних носіїв заряду.

При освітленні контакту двох різних напівпровідників *n*- і *p*-типу або напівпровідника і металу в зоні контакту виникає електрорушійна сила. Механізм цього явища наступний: фотони вибивають електрони з атомів *n*-напівпровідника, які проходять через контактний шар у пропускному напрямку, як показано на рисунку 8.5.

Таким чином у *n*-напівпровіднику створюється нестача електронів, а у *p*-напівпровіднику – їх надлишок, тобто виникає приконтатна різниця потенціалів - **фото-ЕРС** - має місце **вентильний (запірний) фотоефект**. Під впливом освітлення фотоелементи із запірним шаром генерують у колі електричний струм без прикладення зовнішньої напруги, тобто відбувається безпосереднє перетворення енергії світла в електричну енергію. Германієві, кремнієві, селенові, сірчисто-срібні, купроксні фотоелементи використовуються у виробництві сонячних батарей, коефіцієнт корисної дії яких становить орієнтовно 15-25 %.

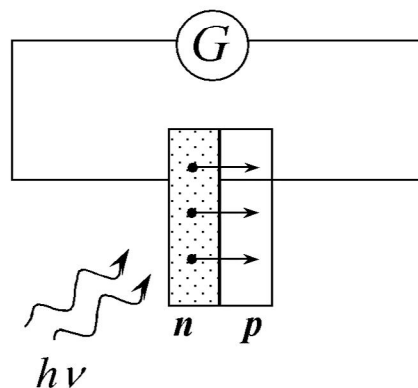


Рисунок 8.5

6) Фотопровідність.

Фотоопір (фоторезистор) - напівпровідниковий пристрій, який різко змінює опір при освітленні. Фоторезистори можуть використовуватися як люксметри, фотореле тощо. Дія фоторезистора базується на явищі фотопровідності, тобто появи додаткової провідності напівпровідника, яка обумовлена збільшенням концентрації носіїв струму під дією опромінення.

Величина фотоструму залежить від інтенсивності світла, яке попадає на фотоопір, а також від довжини хвилі, причому ця залежність (так-звана **світлова характеристика фотоопору**) $I_\phi = I(\Phi)$ є нелінійною функцією світлового потоку. В загальному випадку маємо:

$$\sigma_\phi = c\Phi^\alpha,$$

де c - стала, $0 < \alpha < 1$. Оскільки $R \sim \frac{1}{\sigma}$, то на основі закону Ома:

$$I_\phi = c_1 \Phi^\alpha U,$$

де c_1 – стала для даного фотоопору, U – напруга, прикладена до фотоопору.

Провідність, якою володіє затемнений напівпровідниковий фоторезистор, називається темною. Оскільки носіїв струму відносно небагато, то темновій вольт-амперній характеристиці притаманні дуже малі (на порядок або й більше) значення сили струму у порівнянні зі світловою ВАХ (при освітленні фоторезистора).

Чутливість фоторезистора до монохроматичного світла неоднакова для різних довжин хвиль, причому спектральні характеристики різних фотоопорів суттєво відмінні. Саме тому для різних ділянок оптичного діапазону випромінювання використовують різні типи фотоопорів.

Інтегральна чутливість – це фізична величина, яка чисельно дорівнює силі фотоструму при одиничному світловому потоці на всіх довжинах хвиль:

$$\gamma = \frac{I_\phi}{\Phi}.$$

$$\gamma = \frac{c_1 \Phi^\alpha U_\phi}{\Phi} = c_1 \Phi^{\alpha-1} U_\phi.$$

Інтегральна чутливість не є постійною величиною, вона зростає зі збільшенням U_ϕ та зменшується зі збільшенням Φ , оскільки $\alpha < 1$.

$$\gamma_0 = \frac{I_\phi}{\Phi U} - \text{питома інтегральна чутливість.}$$

Спектральна чутливість – це фізична величина, яка визначається відношенням сили фотоструму до величини падаючого на фоторезистор потоку світлової енергії Φ_λ на довжинах хвиль у вузькому інтервалі $\lambda, \lambda + d\lambda$:

$$\gamma = \frac{I_\phi}{\Phi_\lambda}.$$

Чутливість фоторезистора вимірюється в $A/лм$.

Лекція 9. Елементи фізики атомного ядра

Базові питання теми: Будова ядра. Ядерні сили. Моделі ядра. Дефект маси і енергія зв'язку ядер. Радіоактивність ядер. Закон радіоактивного розпаду. α , β та γ -випромінювання. Закони зміщення. Поняття про нейтрино. Ядерні реакції поділу. Коефіцієнт розмноження нейтронів, ланцюгова реакція. Принцип дії ядерного реактора. Реакція синтезу легких ядер. Проблема керованих термоядерних реакцій. Біологічна дія радіації.

1) Будова ядра. Ядерні сили. Моделі ядра.

Найважливішими характеристиками атомного ядра є його заряд, маса та розміри.

$$Q_y = +Ze,$$

Z – зарядове число (порядковий номер елемента в періодичній системі хімічних елементів).

Атомне ядро складається з протонів та нейтронів (спільна назва – **нуклони**).

Протон 1_1p має заряд $+e$ та масу $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ ($m_p \approx 1836m_e$).

Використовується спеціальна одиниця маси – атомна одиниця маси (**а.о.м.**):

$$1 \text{ а.о.м.} = \frac{1}{12} m({}^{12}_6\text{C}) = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг},$$
$$m_p \approx 1,0076 \text{ а.о.м.}$$

Протон має напівцілий власний момент імпульсу (спін) та власний магнітний момент

$$\mu_p = +2,79\mu_y, \quad \mu_y = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,0508 \cdot 10^{-27} \frac{\text{Дж}}{\text{Тл}} - \text{ядерний магнетон} (\mu_y \ll \mu_B, \mu_B \approx 1836\mu_y).$$

Нейтрон 1_0n не має електричного заряду, тобто є *нейтральною* частинкою.

Маса нейтрона $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ ($m_n \approx 1838,5m_e$).

$$m_n > m_p, \quad \Delta m = m_n - m_p \approx 2,5m_e.$$

Нейтрон має напівцілий власний момент імпульсу (спін), однак власний магнітний момент має аномальне (частинка не має електричного заряду) значення $\mu_n = -1,91\mu_y$.

Для опису різновидів ядер застосовують спеціальне позначення:

$A_ZX,$

X – символ хімічного елемента,

Z – **зарядове число**, яке дорівнює кількості протонів у ядрі,

A – **масове число**, яке дорівнює загальній кількості нуклонів (протонів і нейтронів) у ядрі.

$$N = A - Z - \text{кількість нейтронів у ядрі}$$

Ядра з однаковими Z , але різними A , називаються **ізотопами**.

Приклад

- 1_1H – звичайний водень (протій);
- 2_1H – дейтерій (дейтон d);
- 3_1H – тритій.

Ядра з однаковими масовими числами називають **ізобарами**.

В природі існують у вільному стані елементи із зарядовими числами (номерама у таблиці хімічних елементів) з 1 по 92 (за винятком технецію Tc, $Z=43$ та прометію Pm, $Z=61$). Трансуранові елементи починаючи з 93 отримані штучно.

В першому наближенні можна вважати, що ядро має сферичну форму, причому має місце емпірична формула:

$$R_y \approx R_0(A)^{1/3},$$

де $R_0 = (1,3 \div 1,7) \cdot 10^{-15} \text{ м}$.

Стійкість ядер обумовлена особливою короткосяжною взаємодією – сильною взаємодією (так-званими ядерними силами), яка має велику інтенсивність на відстані $r \sim 10^{-14} \div 10^{-15}$ м.

Елементарні частинки, які можуть вступати та реально беруть участь у сильній взаємодії, називають **адронами**. **Мезони** – це адрони з цілим спіном, **баріони** - адрони з півцілим спіном. Зокрема, нуклони (протони та нейтрони) належать до звичайних баріонів (їм приписується особливе квантове число – баріонне, значення якого $B=1$). Всі адрони розподіляються на невеликі групи (сімейства) – так-звані **ізомультплети**. Сильна взаємодія між членами одного ізомультплету однакова, відрізняються лише властивості вступати у електромагнітну та слабку взаємодії. Кожному ізомультплету приписується особлива характеристика – **ізоспін** T , який визначає число його членів згідно формули $N = 2T + 1$. По аналогії з проекцією спіну на зовнішній напрям поля вводиться проекція ізоспіна T_3 , значення якої різне для членів одного ізомультплету. Наприклад, для нуклонів 1_1p , 1_0n $N=2$, тому $T = 1/2$, для протона $T_3 = +1/2$, для нейтрона $T_3 = -1/2$. При сильній взаємодії ізоспін зберігається.

Згідно сучасних уявлень адрони є частинками, які мають внутрішню будову. Практично доведено, що адрони складаються з досить незвичайних частинок – **кварків**, які також мають античастинки. Зокрема, заряди кварків та антикварків мають дробові (по відношенню до елементарного заряду e) значення, кратні $1/3$. На сьогодні відомо 6 сортів кварків (їх прийнято називати **ароматами**, також вводять відповідні квантові числа – ароматові).

Кварк	електричний заряд q	баріонний заряд B	ізоспін T	проекція ізоспіну T_3	Ароматові квантові числа			
					чарівність C	дивність S	правдивість I	краса b
верхній u	$+2e/3$	$1/3$	$1/2$	$+1/2$	0	0	0	0
нижній d	$-e/3$	$1/3$	$1/2$	$-1/2$	0	0	0	0
чарівний c	$+2e/3$	$1/3$	0	0	+1	0	0	0
дивний s	$-e/3$	$1/3$	0	0	0	-1	0	0
правдивий t	$+2e/3$	$1/3$	0	0	0	0	+1	0
красивий b	$-e/3$	$1/3$	0	0	0	0	0	+1

Кожному кварку відповідає антикварк, який має протилежний за знаком заряд, ароматове число, проекцію ізоспіну та баріонний заряд.

Існує три сорти кожного типу кварків – з цим пов'язане введення нового квантового числа, яке асоціюють з "кольором": R (red - червоний), G (green - зелений), B (blue - синій). Антикваркам приписуються "антикольори". Адрони, згідно правил побудови частинок з кварків, є "безколірними", тобто білими. Згідно сучасних уявлень кварки, будучи "кольоровими" об'єктами в принципі не можуть існувати у вільному стані, а можуть знаходитися тільки у складі адронів (так-звана теорія конфайнменту кольору).

Сильна взаємодія – результат взаємозв'язку між кварками через особливе поле, квантами якого є глюони (особливості сильної взаємодії кварків вивчає квантова хромодинаміка).

Властивості сильної взаємодії:

- ядерні сили є силами притягання, якщо відстань $r \sim 10^{-14} \div 10^{-15}$ м (інакше вони стають силами відштовхування);
- ядерні сили не залежать від заряду (однакові для всіх нуклонів);

- ядерним силам властиве насичення (кожен нуклон взаємодіє лише з обмеженою кількістю сусідів);
- ядерні сили залежать від взаємної орієнтації спінів нуклонів;
- ядерні сили *не є* центральними.

2) Дефект маси і енергія зв'язку ядер.

Вимірювання маси ядер та нуклонів, які входять до їх складу, показує, що **маса складового ядра дещо менша суми мас вільних нуклонів**.

Дефект маси ядра визначається виразом:

$$\Delta m = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - m_{\text{я}}$$

або

$$\Delta m = Z \cdot m_H + (A - Z) \cdot m_n - m,$$

$m_{\text{я}}$ - маса атомного ядра (m – маса атома), m_H - маса атома водню.

Оскільки всякій зміні маси відповідає зміна енергії, то внаслідок існування дефекту маси ядра виникає **енергія зв'язку**, за рахунок якої нуклони утворюють ядро:

$$\Delta E_{\text{зв}} = \Delta m c^2.$$

Дефекту маси ядра в 1 а.о.м. відповідає енергія зв'язку $\approx 931,5 \text{ MeV}$.

Питома енергія зв'язку (на один нуклон):

$$\delta E_{\text{зв}} = \frac{\Delta E_{\text{зв}}}{A} = \frac{\Delta m c^2}{A}.$$

Питома енергія зв'язку характеризує стійкість ядра і залежить від масового числа A . Найбільш стійкими є хімічні елементи з масовими числами $50 \div 60$.

3) Радіоактивність ядер. Закон радіоактивного розпаду. α , β та γ -випромінювання. Закони зміщення. Поняття про нейтрино.

Радіоактивністю – це самочинне перетворення нестійких ізотопів одного хімічного елемента в ізотопи іншого елемента, яке супроводжується випусканням частинок або електромагнітного випромінювання.

Основні закономірності радіоактивного розпаду ядер:

- радіоактивність не залежить від зовнішніх умов (температури, тиску, наявності поля тощо);
- радіоактивний розпад є статистичним явищем, яке має випадковий характер;
- розрізняють три основні види радіоактивного випромінювання:
 α – випромінювання (потік ядер гелію ${}^4_2\text{He}$);
 β – випромінювання (потік електронів ${}^0_{-1}e$ або позитронів ${}^0_{+1}e$);
 γ – випромінювання (електромагнітне випромінювання з довжиною хвилі $\lambda < 10^{-12} \text{ м}$).

Зафіксувати наявність радіоактивного випромінювання можна, наприклад, з допомогою лічильника Гейгера-Мюллера (див. [9], с. 63, рис. 2.1), що складається зі скляної або металеві розрядної трубки, наповненої розрідженим газом (тиск порядку 100 мм рт.ст.). Одним електродом служить металева нитка, другим – провідний шар трубки (див. рис. 9.1). У випадку відсутності радіоактивного випромінювання носіїв струму у газі немає і пробій діелектрика не відбувається. Якщо електрон або γ -квант потрапляє в простір між електродами лічильника,

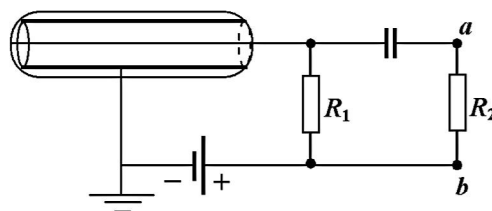


Рисунок 9.1

то це викликає іонізацію атомів газу – виникають носії струму, що спричиняє короточасний імпульс, який дає спад напруги на резисторі R_2 (він реєструється механічним, світловим або звуковим способом).

Зміна кількості радіоактивних ядер dN пропорційна до часу dt та кількості ядер N :

$$dN = -\lambda N dt,$$

де λ - **стала радіоактивного розпаду** – фізична величина, яка характеризує ймовірність розпаду ядра за одиницю часу $[\lambda] = 1 \text{ c}^{-1}$.

Швидкість розпаду речовини (кількість розпадів за одиницю часу або **активність нуклідів**)

$$A^* = -\frac{dN}{dt} \Rightarrow A^* = \lambda \cdot N,$$

$$[A^*] = 1 \text{ Бк (беккерель)} = 1 \frac{\text{розп}}{\text{с}},$$

$$[A^*] = 1 \text{ Ки (кюри)} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}.$$

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt,$$

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = \int_0^t -\lambda dt \Rightarrow \ln(N/N_0) = -\lambda t,$$

$$N = N_0 \exp(-\lambda t) \text{ - закон радіоактивного розпаду}$$

N_0 – початкова кількість радіоактивних ядер, N – кількість радіоактивних ядер в момент часу t (див. рис. 9.2).

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \text{ - середній час життя радіоактивного ізотопу.}$$

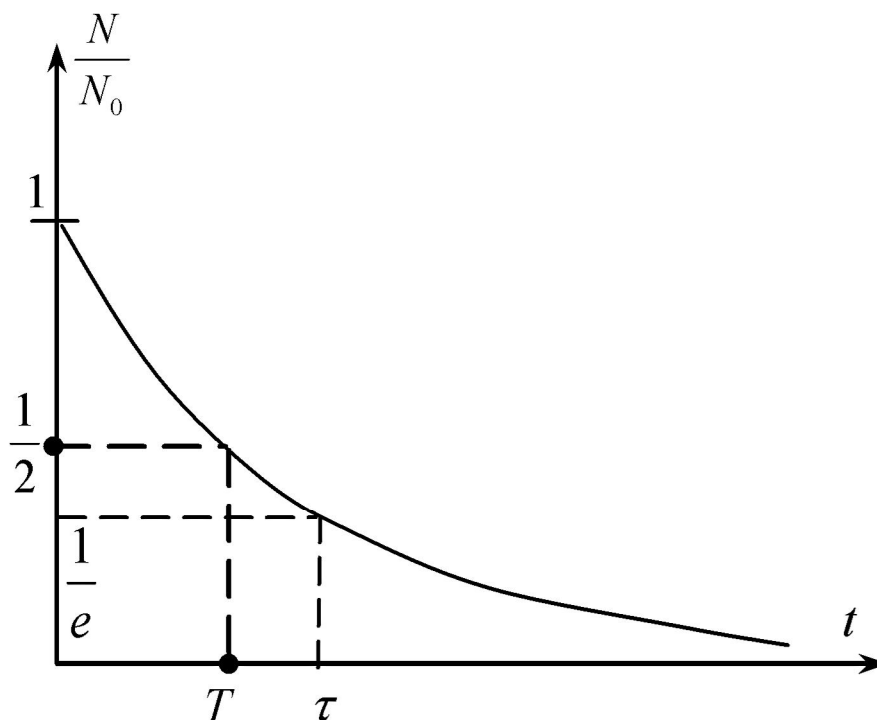


Рисунок 9.2

Період піврозпаду T – це час, протягом якого розпадається половина з наявної кількості ядер:

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

Періоди напіврозпаду відомих на даний час радіоактивних ядер знаходяться в межах від $3 \cdot 10^{-7}$ с до $5 \cdot 10^{15}$ років. Період піврозпаду (як і активність) є характеристиками речовини, а не окремого ядра.

- При α -розпаді: ${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z-2}^{A-4}Y + {}_2^4He$.

α -випромінювання часто супроводжується супутнім γ -випромінюванням, причиною якого є перехід дочірнього ядра зі збудженого стану в основний, що обумовлює появу кванта електромагнітного випромінювання $h\nu_\gamma$, як правило, в межах від 0,1 до 1,0 MeV.

- При β^- -розпаді: ${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z+1}^AY + {}_{-1}^0e + \tilde{\nu}_e$, де $\tilde{\nu}_e$ - електронне антинейтрино.
- При β^+ -розпаді: ${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z-1}^AY + {}_{+1}^0e + \nu_e$, де ν_e - електронне нейтрино. Нейтрино - стабільна, електрично нейтральна елементарна частинка, маса якої практично нульова. Нейтрино та антинейтрино беруть участь тільки у слабких та гравітаційних взаємодіях.

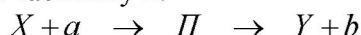
5) Ядерні реакції поділу. Коефіцієнт розмноження нейтронів, ланцюгова реакція. Принцип дії ядерного реактора. Реакція синтезу легких ядер. Проблема керованих термоядерних реакцій.

Ядерна реакція – це процес сильної взаємодії атомного ядра X і елементарної частинки a , або ядра X з іншим ядром, у результаті чого утворюється ядро Y і нова частинка b .

$$X(a, b)Y;$$

$$X + a \rightarrow Y + b$$

Компаунд-ядро – це складне ядро Π , яке утворилося при взаємодії з ядра X і не дуже швидкої частинки a , що була захоплена ядром X . Компаунд-ядро знаходиться в збудженому стані й на другому етапі випускає частинку b .



Енергетичний вихід реакції оцінюється за співвідношенням мас взаємодіючих частинок та продуктів реакції:

$$Q = (m_a + M_X)c^2 - (m_b + M_Y)c^2$$

(при $Q > 0$ – енергія виділяється).

Реакція поділу залежить від ізотопу урану. ${}_{92}^{235}U$ може ділитися повільними нейтронами з енергією $\sim 0,1$ eV (складає 0,72% уранової руди), ${}_{92}^{238}U$ ділитися швидкими нейтронами ($E > 1$ MeV) (складає 98% природної уранової руди).

Щоб реакція проходила більш безпечно, треба сповільнювати нейтрони і використовувати ${}_{92}^{235}U$, тобто працювати із урановою рудою, збагаченою тим ізотопом, якого в природі мало.

В якості сповільнювачів нейтронів служать: дейтерій ${}_1^2H$, берилій Be, вуглець C.

Коефіцієнт розмноження нейтронів – відношення кількості нейтронів на наступному кроці реакції до кількості нейтронів на попередньому кроці:

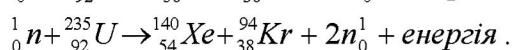
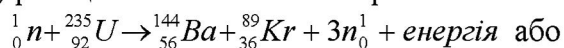
$$k = \frac{N_i}{N_{i-1}}.$$

Якщо $k < 1$ – реакція припиняється, $k = 1$ – реакція протікає стаціонарно, $k > 1$ – неконтрольована ланцюгова реакція. Щоб керувати реакцією, необхідні захоплювачі нейтронів. Наприклад, захоплювачами служать такі матеріали, як кадмій (Cd), бор (B).

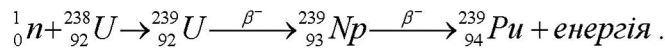
Енергетично вигідними є процеси:

- поділ важких ядер на легші (необхідна певна енергія активації – поштовх; наприклад, під дією нейтронів починає розпадатися уран).

Приклад: 1) реакція на повільних нейтронах



2) реакція на швидких нейтронах



В обох випадках виділяється дуже велика кількість енергії.

- об'єднання легких ядер у важчі (термоядерний синтез, який відбувається при надвисоких температурах $\sim 10^7 \text{ K}$; такі температури потрібні для подолання кулонівського відштовхування ядер; розігріту ядерну плазму необхідно ізолювати від корпусу реактора);

Приклад: ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_0n + 17,6 \text{ MeV}$;

б) Біологічна дія радіації.

Дозиметрія - розділ прикладної ядерної фізики, у якому розглядається іонізуюче випромінювання та фізичні величини, які характеризують поле випромінювання та взаємодію випромінювання з речовиною.

Основні фізичні величини у дозиметрії

Поглинута доза випромінювання D – це фізична величина, яка чисельно дорівнює енергії випромінювання, яка поглинута одиницею маси речовини.

$$D = \frac{W}{m},$$

$$[D] = 1 \text{ Гр (грей)} = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}},$$

$$[D] = 1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Гр}.$$

Ефективна (еквівалентна) доза H – характеризує опромінення випромінюванням різного типу.

$$H = kD,$$

k – ефективний коефіцієнт дії (на біологічну тканину).

$$[H] = 1 \text{ Зв (зіверт)},$$

$$[H] = 1 \text{ бер (біологічний еквівалент рентгена)} = 0,01 \text{ Зв}.$$

Для фотонного випромінювання введена **експозиційна доза випромінювання D_e** – це фізична величина, яка дорівнює відношенню суми зарядів всіх іонів одного знаку, утворених при опроміненні одиниці маси повітря.

$$D_e = \frac{q}{m},$$

$$[D_e] = 1 \frac{\text{Кл}}{\text{кг}},$$

$$[D_e] = 1 \text{ Р (рентген)} = 2,58 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}},$$

$$1 \text{ Р} \approx 0,0091 \text{ Зв}, 1 \text{ Зв} \approx 110 \text{ Р}.$$

http://doza.net.ua/pages/ua_ref_dozim.htm

У 1997 році Нормами радіаційної безпеки України (НРБУ-97) прийнята **гранично допустима доза (ГДД)** опромінення:

- для професіоналів (категорія А - професійні працівники, які постійно або тимчасово працюють з джерелами іонізуючого випромінювання) - 20 мЗв/рік ;
- для персоналу (категорія Б - особи не працюють безпосередньо з джерелами іонізуючого випромінювання, але за умовами роботи або мешкання можуть піддаватися дії іонізуючого випромінювання) - 2 мЗв/рік ,
- для населення - 1 мЗв/рік .

Найбільш розповсюдженими радіонуклідами «чорнобильського» походження є Цезій-137 (гама-випромінювання) і Стронцій-90 (бета-випромінювання).

5 МЕТОДИКА РОБОТИ З ЕЛЕКТРОННИМ КУРСОМ

Для роботи з дистанційним електронним курсом необхідно спочатку пройти процедуру реєстрації на сервері дистанційного навчання ТНТУ ім. І. Пулюя. На сайті університету <http://www.tntu.edu.ua/> треба вибрати посилання "Дистанційне навчання" <http://dl.tntu.edu.ua/>, а потім посилання "Реєстрація".

У реєстраційній формі необхідно заповнити поля, позначені червоною зірочкою: ім'я для входу (бажано, прізвище латиницею); пароль (бажано відразу записати цей пароль та розмістити у надійному місці, недоступному для сторонніх осіб; пароль повинен бути не менше 8 символів); адреса електронної пошти; прізвище, ім'я, по батькові (кирилицею). Також необхідно вказати свою групу (інша інформація надається студентом за власним бажанням).

Після завершення процедури реєстрації перевірте свою електронну пошту та активуйте посилання, вислане на вашу електронну пошту з сервера дистанційного навчання. Кожного разу, коли ви будете користуватися інформацією з серверу дистанційного навчання, необхідно буде ввести ім'я для входу та пароль.

Після потрапляння на сторінку "Мої курси" необхідно вибрати вкладку "Усі курси" та відфільтрувати їх по ознаці "Каф. фізики (ФЗ)" і записатися на нього. Після цього запит на запис надходить до інструктора курсу (лектора), який відкриває доступ до матеріалів курсу.

Записаному на курс студенту надаються права користувача і він може знайомитися з інформацією, розміщеною у крайній правій частині сторінки. Зокрема доступні вкладки: "Інструкція по підключенню до веб-конференції та вебінару", "Характеристика курсу", "Загальна структура курсу", "Методичні рекомендації щодо роботи з курсом", "Навчальна програма", "Список рекомендованої літератури", "Екзаменаційні питання", "Завдання для практичних (семінарських) занять", "Лабораторний практикум", "Вибрані лекційні презентації", навчальні матеріали модулів 5 та 6 (у вигляді вкладених сторінок з окремими темами та питаннями) тощо.

Студенту доступні інструменти керування своєю домашньою сторінкою (для детальною інформації радимо скористатися допомогою <http://dl.tntu.edu.ua/help/index.php>). Крім перегляду інформації студент має можливість брати участь у обговоренні питань через чат та форум, користуватися внутрішньою електронною поштою курсу, використовувати файлообмінник для надсилання та отримання потрібної інформації. Окремо хочемо наголосити на необхідності постійно відслідковувати оголошення в межах курсу, брати участь в опитуваннях і, що **найважливіше, проходити тести (пробний, модульні), база яких зроблена на основі теоретичного матеріалу, викладеного у цьому посібнику**. Перші декілька проходжень рекомендуємо здійснити, використовуючи підручники чи конспект, оскільки такий спосіб має добрий навчальний ефект. Оскільки контрольне тестування має обмежений час та кількість спроб, то необхідно в першу чергу зосереджуватися на завданнях, для яких є реальна перспектива отримання правильної відповіді. В кінці тестування (рекомендуємо залишати декілька хвилин на остаточну перевірку відповідей) обов'язково треба надіслати пройдений тест на сервер дистанційного навчання.

У випадку проблем з використанням дистанційного курсу необхідно звернутися до свого інструктора або у службу підтримки сервера дистанційного навчання (http://dl.tntu.edu.ua/help/contact_support.php).

6 МОДУЛЬНИЙ КОНТРОЛЬ ТА СЕМЕСТРОВИЙ КОНТРОЛЬ

Модуль 5

1. Закони геометричної оптики та область їх застосування. Повне внутрішнє відбивання світла.
2. Тонка лінза: основні характеристики, принципи побудови зображень.
3. *Найпростіші оптичні пристрої (око, лупа, зорова труба, мікроскоп).
4. Основи фотометрії (основні фотометричні величини: світловий потік, сила світла джерела, освітленість, їх одиниці вимірювання).
5. Інтерференція світла: основні поняття (когерентність хвиль, умови інтерференційних максимумів та мінімумів).
6. Методи спостереження інтерференційної картини. Дослід Юнга.
7. Інтерференція світла в тонких плівках.
8. Кільця Ньютона.
9. Просвітлення оптики (ефект Смакули).
10. Дифракція світла. Види дифракції. Принцип Гюйгенса-Френеля. Метод зон Френеля.
11. *Дифракція Френеля на найпростіших перешкодах (на круглому отворі, на круглому диску, від прямолінійного краю півплощини).
12. Дифракція плоских хвиль на щілині.
13. Лінійна дифракційна ґратка, її характеристики.
14. *Застосування дифракції (аналіз спектрального складу світла; дифракція Х-променів на кристалічних структурах). Дифракційна межа роздільної здатності оптичних приладів.
15. Поляризоване світло, види поляризації. Закон Малюса.
16. Поляризація світла при відбиванні. Закон Брюстера.
17. Подвійне променезаломлення. Призма Ніколя.
18. Штучна оптична анізотропія. Поляризоване світло в оптично активних речовинах.
19. *Пояснення дисперсії світла в речовині.
20. *Поглинання світла. Закон Бугера.
21. *Розсіювання світла. Закон Релея.
22. Теплове випромінювання, його основні характеристики. Закон Кірхгофа.
23. Абсолютно чорне тіло, основні закони його випромінювання (закон Стефана-Больцмана, закони Віна).
24. Розподіл енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла. Формула Планка.
25. Фотоефект, його види та основні закони. Рівняння Ейнштейна. Особливості вольтамперної характеристики фотоелементів із зовнішнім фотоефектом.
26. Прояви квантової природи світла (тиск світла, ефект Комптона).

Модуль 6

1. Постулати Бора. Енергія електрона в атомі водню за теорією Бора. Спектр атома водню.
2. Хвильові властивості частинок. Формула де Бройля. Співвідношення невизначеностей.
3. Хвильова функція, її зміст. Рівняння Шредінгера. Стаціонарні стани.
4. Задача про електрон у потенціальній ямі. Квантування енергії.
5. Атом водню в квантовій механіці. Квантові числа та їх фізичний зміст.
6. Дослід Штерна і Герлаха. Спін електрона. Принцип Паулі та розподіл електронів у атомі.
7. Х-випромінювання, його види. Узагальнений закон Мозлі.
8. *Молекулярні спектри. Комбінаційне розсіювання світла.
9. Спонтанне та вимушене випромінювання. Лазери, їх принцип дії та будова.
10. Особливості будови твердих тіл. Типи зв'язків між структурними елементами кристала.
11. Теплоємність кристалічної ґратки. Закон Дюлонга-Пті. Поняття про квантову теорію теплоємності. Фонони.
12. Енергетичні зони в кристалах. Класифікація твердих тіл за зонною теорією.

13. Електрони провідності в металах. Енергія Фермі і виродження електронного газу. Поняття про квантові статистики Фермі-Дірака та Бозе-Ейнштейна.
14. Напівпровідникові матеріали. Власна провідність напівпровідників.
15. Домішкова провідність напівпровідників.
16. *Контакт діркового та електронного напівпровідників (*p-n* перехід).
17. Будова атомного ядра, його загальна характеристика. Ядерні сили.
18. Дефект маси, енергія зв'язку та стійкість ядер.
19. Радіоактивне випромінювання. Закон радіоактивного розпаду. *Експериментальні методи реєстрації випромінювання.
20. Закономірності альфа- і бета-розпаду. Закони зміщення.
21. Реакція поділу важких ядер. Ядерна енергетика та її екологічні проблеми.
22. Реакція синтезу легких ядер. Проблема керованих термоядерних реакцій.

Примітка: символом * позначені питання для самостійного опрацювання (аналізуються студентами, які прагнуть отримати додаткові бали).

При виставленні заліку студент, у згоді з відповідним Положенням про семестровий контроль, може автоматично набрати до 25 балів (в додаток до основних можливих 75 балів, отриманих протягом семестру) у пропорції 1 заліковий бал за 3 бали, одержаних під час семестру. Оцінка за курс отримується шляхом сумування семестрової оцінки та оцінки залікового контролю у відповідності зі шкалою:

Бали	Оцінка	
90-100	A	Зараховано (відмінно)
82-89	B	Зараховано (дуже добре)
75-81	C	Зараховано (добре)
67-74	D	Зараховано (задовільно)
60-66	E	Зараховано (задовільно)
36-59	FX	Незараховано (незадовільно)
0-35	F	Незараховано (незадовільно, необхідне повторне вивчення курсу)